PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1909. Redaktionsschluß für No. 12 am 6. Juni 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

S. Ruß u. W. Makower, Die Ausstoßung radioaktiver Materie bei den Umwandlungen des Radiums. S. 361.

Y. Tuomikoski, Die Absorption der γ-Strahlung des Radiums durch Blei. S. 372.

Ch. Füchtbauer, Freiwillige Leitfähigkeit des Natriumdampfes und Beziehung zwischen Ionisation der Gase und der Absorption ihres Linienspektrums. S. 374.

F. Giesel u. J. Zenneck, Die Verwendung des Zinksulfids für die Braunsche Röhre. S. 377.

C. Böhm-Wendt u. E. v. Schweidler, Über die spezifische Geschwindigkeit der Ionen in flüssigen Dielektrikas. S. 379.

M. Born, Über eine Verallgemeinerung der Eulerschen Knickformel. S. 383.

J. Weiß, Über das Plancksche Strahlungsgesetz. S. 387.

Referate:

M. Moulin u. J. Saphores, Bericht über die Ausstellung der Société française de Physique. S. 390.

Preisausschreiben. S. 392.

Personalien. S. 392.

Gesuche. S. 392.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Ausstoßung radioaktiver Materie bei den Umwandlungen des Radiums.

Von Sidney Ruß und Walter Makower.

Einleitung.

Wenn die Radiumemanation sich in Radium *A* umwandelt, so wird dieser Prozeß von der Emission von α-Teilchen begleitet, die eine Geschwindigkeit von $1{,}70 \times 10^9$ cm in der Sekunde haben[1]). Der Teil des Atoms, von dem das α-Teilchen emittiert worden ist, und welcher das Radium *A* bildet, muß demnach einen beträchtlichen Stoß und Rücklauf erfahren, und zwar in einer Richtung entgegengesetzt der, in welcher das α-Teilchen ausgestoßen wird. Bedenken wir weiter, daß die Masse des α-Teilchens 4 ($H = 1$ gesetzt) und die des aktiven Niederschlages von der Größenordnung 100 ist, so folgt, daß dieses Produkt im Augenblick seiner Bildung mit einer Geschwindigkeit von der Größenordnung 10^7 cm/sec wandern muß. Unter gewöhnlichen Verhältnissen, wenn die Emanation mit Luft unter Atmosphärendruck gemischt ist, wird das Radium *A*-Teilchen nur so viel Energie besitzen, wie hinreichend ist, damit es einen Bruchteil eines Millimeters durchlaufen kann, ehe es durch Zusammenstoß mit Luftmolekülen gehemmt wird. Bei sehr tiefen Drucken dagegen werden diese Teilchen beträchtliche Entfernungen durchlaufen, ohne von der verdünnten Luft gehemmt zu werden, und werden an den Wandungen des Gefäßes zur Ruhe kommen, welches die Emanation umschließt.

Da die Bildung von Radium *B* aus Radium *A* gleichfalls von der Ausstoßung eines α-Teilchens begleitet wird, so darf man auch erwarten, daß das Radium *B*-Atom im Augenblick seiner Bildung durch seinen Rückstoß den Antrieb erhält, eine merkliche Strecke in einem entlüfteten Raume zu durchlaufen. Es liegen gewisse Anzeichen dafür vor, daß Radium *B* aus einer Oberfläche entweichen kann, die der Radiumemanation ausgesetzt gewesen und infolgedessen mit einer Schicht aktiven Niederschlags überzogen ist[1]). Nun liegt der Siedepunkt des Radium *B* oberhalb 600° C. Es erscheint deshalb unwahrscheinlich, daß dieser Vorgang von der Verdampfung von Radium *B* bei gewöhnlicher Temperatur herrühren kann, wie man anfänglich angenommen hatte, und es ist sehr wohl möglich, daß das Radium *B* die Oberfläche infolge des Rückstoßes verläßt, wenn es aus Radium *A* durch Ausstoßung eines α-Teilchens gebildet wird, wie dies Rutherford angenommen hat[2]).

Während der Ausführung unserer Arbeit sind diese Versuche von Hahn und Meitner wiederholt worden[3]). Hahn und Meitner haben gezeigt, daß die Erscheinungen noch stärker ausgeprägt sind, wenn man über der aktiven Oberfläche eine negativ geladene Platte aufhängt. In derselben Arbeit werden Anzeichen dafür mitgeteilt, daß eine Aussendung von Radium *C* in das Gas hinein erfolgt, welches eine mit aktivem Niederschlag bedeckte Fläche umgibt. Sowohl in dieser Arbeit wie in einer anderen[4]) werden Anzeichen für ähnliche Erscheinungen am Aktinium und am Thorium angeführt.

Die Versuche, über die wir hier berichten

1) Rutherford, Phil. Mag., Oktober 1906.

1) Miß Brooks, Nature, 21. Juli 1904.
2) Rutherford, Radio-activity, S. 392.
3) Otto Hahn und Lise Meitner, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 11, 55, 1509.
4) Otto Hahn, diese Zeitschr. 10, 81, 1909.

werden, liefern einen direkten Beweis für den Rückstoß von Radium *A*, Radium *B* und Radium *C* bei ihrer Bildung aus Emanation bzw. aus Radium *A* und aus Radium *B*. Bislang sind zwar noch keine direkten Versuche angestellt worden, um festzustellen, welche Strecke das Radium *A*-Atom durchlaufen kann, wenn es von der Emanation ausgeschleudert wird; indessen hat Jackson[1]) auf Grund einiger älterer Versuche, die nach der Methode der Überführung des aktiven Niederschlages an die Kathode ausgeführt worden waren[2]), diese Größe roh geschätzt. Wenn Radiumemanation einem elektrischen Felde ausgesetzt wird, so tritt bekanntlich der aktive Niederschlag fast ganz und gar an der Kathode auf, ein Zeichen dafür, daß das Radium *A*-Atom, wenn es aus der Emanation gebildet wird, infolge eines bislang noch nicht völlig aufgeklärten Vorganges eine positive Ladung erhält. Gleichviel, welche Ansicht wir hinsichtlich der Art und Weise annehmen, in der diese Ladung erworben wird, so viel steht fest, daß die Geschwindigkeit des Radium *A*-Atoms, wenn es von der Emanation ausgeschleudert wird, beträchtlich abnehmen muß, ehe ein elektrisches Feld von mäßiger Stärke einen richtenden Einfluß auf das Atom ausüben kann. In der Tat hat man denn auch gefunden, daß, geradeso wie bei dem aktiven Niederschlag aus Thorium[3]), Radium[4]) und Aktinium[5]), das elektrische Feld praktisch keinen Einfluß ausübt, wenn der Druck des Gases, mit dem die Emanation gemischt ist, genügend niedrig ist. Wenden wir unser Augenmerk ausschließlich dem Radium zu, so hat Jackson[6]) berechnet, daß in dem von ihm betrachteten Falle, wo die Emanation mit Luft unter einem Drucke von 1 cm Quecksilber vermischt ist, das Radium *A*-Atom 7 mm durchläuft, ehe es eine genügende Zahl von Zusammenstößen mit Luftmolekülen erfährt, um durch das elektrische Feld abgelenkt zu werden. Es wird von Interesse sein, diese Schätzung mit den Ergebnissen der vorliegenden Untersuchung zu vergleichen. Der Fall der Bildung von Radium *C* aus Radium *B* ist einigermaßen von den eben betrachteten verschieden. Radium *B* sendet nämlich keine α-Teilchen aus[7]), sondern nur β-Teilchen von geringer Geschwindigkeit[8]). Das Radium *C*-Atom wird daher in weit weniger lebhafte Bewegung versetzt werden, wenn es von Radium *B* ausgesandt wird, als es mit Radium *A* oder Radium *B* der Fall ist. Ungeachtet dieses Umstandes wird aus weiter unten zu beschreibenden Versuchen hervorgehen, daß selbst in diesem Falle ein Radium *C*-Atom eine beträchtliche Entfernung in einem luftleeren Raume zurücklegen kann.

1) Jackson, Phil. Mag., November 1905.
2) Makower, Phil. Mag., November 1905.
3) Rutherford, Phil. Mag. (5) **49**, 1900.
4) Makower, a. a. O.
5) Ruß, Phil. Mag., Mai 1908.
6) Jackson, a. a. O.
7) H. W. Schmidt, diese Zeitschr. **6**, 897, 1905.
8) Harvey hat kürzlich behauptet, daß Radium *B* α-Teilchen aussende, doch bedürfen seine Ergebnisse noch der Bestätigung. — Diese Zeitschr. **10**, 46, 1909.

Die Strahlung von Radium *A* und Radium *B* durch ein Vakuum.

Wenn Radium *A* aus der Emanation durch die Austreibung eines α-Teilchens gebildet wird, so ist, wie wir gesehen haben, Grund vorhanden, zu erwarten, daß das Radium *A*-Atom mit einer Geschwindigkeit fortgeschleudert wird, die hinreichend ist, um es in einem entlufteten Raum eine beträchtliche Entfernung zurücklegen zu lassen. Der erste Zweck der vorliegenden Versuche, über die wir bereits eine vorläufige Mitteilung veröffentlicht haben[1]), war

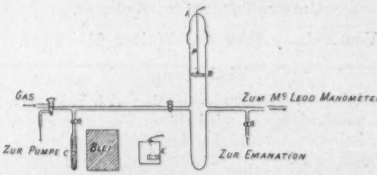


Fig. 1.

der, einen direkten Beweis für diese Strahlung von Radium *A* durch ein Vakuum zu erhalten. Zu diesem Zwecke bedienten wir uns des in Fig. 1 abgebildeten Apparats.

Ein zylindrisches Glasgefäß von 40 cm Länge und 1,7 cm Durchmesser war an einem Ende geschlossen und mit einem eingeschliffenen Glasstopfen *A* versehen. In diesen Stopfen *A* war ein Platindraht *P* eingeschmolzen, der unten in einem Häkchen endete. An dieses Häkchen konnte eine Messingscheibe *D* von 1,6 cm Durchmesser angehängt werden. Ehe die Scheibe *D* an ihren Platz gebracht wurde, konnte eine geeignete Menge Radiumemanation in das Gefäß eingeführt und in dessen unterem Teile durch Eintauchen des geschlossenen Endes der Röhre in flüssige Luft kondensiert werden. Die Menge dieser Emanation konnte mit Hilfe eines in der Nähe des Apparats aufgestellten γ-Strahlenelektroskops *E* geschätzt werden. Nach Verlauf einer Zeit, die hinreichend bemessen war, damit der größere Teil der Emanation sich kondensieren und radioaktives Gleichgewicht sich ausbilden konnte, wurde der Apparat ausgepumpt. Das erfolgte zunächst mittels einer mechanischen Pumpe und danach mittels eines

1) Ruß und Makower, Nature, 21. Januar 1909.

in flüssige Luft eintauchenden Rohres C mit Kokosnußkohle. Auf diese Weise wurde, soweit es möglich war, alle etwa nicht mit kondensierte Emanation entfernt. Darauf ließen wir wieder reine trockene Luft in das Gefäß ein, brachten die Scheibe D wieder an ihren Platz und entlufteten das Gefäß von neuem so weit, wie es mit Hilfe der Kokosnußkohle möglich war.

Da wir im unteren Ende der Röhre die Emanation zusammen mit ihren Zerfallsprodukten kondensiert haben, so wird, wenn die weiter oben aufgestellte Ansicht richtig ist, offenbar die Scheibe D dem Bombardement der Teilchen von Radium A und Radium B, möglicherweise auch von Radium C ausgesetzt sein, wenn diese der Reihe nach auseinander gebildet werden. Entfernen wir dann die Scheibe D und untersuchen sie auf ihre Aktivität hin, indem wir die von ihr ausgesandte α-Strahlung in der üblichen Weise mittels eines Quadrantenelektrometers messen, so müssen wir finden, daß die Seite der Scheibe, welche der Strahlung ausgesetzt gewesen war, radioaktiv ist. Wir fanden in der Tat stets, daß dies der Fall war. Das würde nun an und für sich keinen Beweis für den gesuchten Effekt liefern. Wenn man nämlich eine große Menge Radiumemanation in flüssiger Luft kondensiert, so ist bekanntlich die Kondensation keineswegs vollkommen, und es ist stets oberhalb der verdichteten Emanation in dem Gefäße eine beträchtliche Menge Emanation im gasförmigen Zustande vorhanden. Eine in der angegebenen Weise oberhalb der Emanation angebrachte Platte muß daher schon aus diesem Grunde notgedrungen radioaktiv werden. Wir fanden aber immer, daß die Aktivität der Plattenoberfläche, die der Emanation zugekehrt war, größer war als die der gegenüberliegenden Seite, und es erscheint ganz sicher, daß dieses Mehr an Aktivität von der direkten Strahlung des aktiven Niederschlags gegen die Platte herrührt. Für das Verhältnis zwischen der Aktivität der der Emanation zugekehrten Oberfläche und jener der von der Emanation abgewandten Seite fanden wir unter geeigneten Bedingungen Werte bis 50:1. Der genaue Wert, den man für dieses Verhältnis findet, hängt natürlich von einer Reihe verschiedener Versuchsbedingungen ab, aber unter allen Umständen übertraf die Aktivität der der Emanation zugewandten Plattenseite stets die der entgegengesetzten Seite. Überdies konnten wir durch Einschalten eines Schirmes zwischen die Emanation und die Platte das Mehr an Aktivität, das sich auf der der Emanation zugewandten Plattenoberfläche ansammelte, vollständig verschwinden lassen.

Wir stellten weiter einen Versuch an, bei dem wir an die in Fig. 1 dargestellte Röhre unten eine enge Röhre von 3,8 cm Länge und 2 mm Durchmesser ansetzten. Die Emanation wurde dann in dieser engen Röhre kondensiert, und die Platte wiederum der Strahlung seitens der Emanation ausgesetzt. Die der Emanation zugekehrte Seite der Scheibe (— wir wollen sie weiterhin die Vorderseite der Scheibe nennen —) war zwar immer stärker aktiv als die von der Emanation abgewandte (— die wir als die Rückseite der Scheibe bezeichnen wollen —), aber das Mehr an Aktivität war viel kleiner. Das hätte man voraussagen können, denn die Apertur, unter welcher die Strahlung zu der Platte gelangen konnte, war in diesem Falle sehr viel kleiner.

Diese Versuche wurden mit verschiedenen Emanationsmessungen ausgeführt. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Tabelle I zusammengestellt. Die Emanationsmenge ist dort durch den Betrag ausgedrückt, der mit einer bestimmten Anzahl von Milligrammen Radiumbromid im Gleichgewicht stehen würde. Die Versuche wurden sämtlich bei Drucken von weniger als 0,01 mm Quecksilber angestellt. Die Expositionszeit für die Scheiben betrug 40 Minuten.

Tabelle I.

I Mit der benutzten Emanationsmenge im Gleichgewicht stehende Menge $RaBr_2$ in mg	II Aktivität an der Vorderseite der Scheibe, in willkürlichen Einheiten	III Aktivität an der Rückseite der Scheibe, in denselben Einheiten wie in II	IV Mehr an der Vorderseite gegenüber der Rückseite
16,35	2004	895	1109
7,12	1010	785	225
3,44	528	342	186
1,64	251	196	55
0,86	57	32	25

Das Mehr an Aktivität an der Vorderseite der Scheibe gegenüber dem Betrage an der Rückseite war allerdings nicht so stark ausgeprägt wie bei den früheren Versuchen, bei denen die Strahlung unter größerer Apertur erfolgen konnte, aber es ist trotzdem ersichtlich, daß an der Vorderseite stets eine merklich größere Aktivität vorhanden war, einerlei welche Emanationsmenge zur Anwendung gelangte.

Der Dampfdruck der Emanation.

Die ersten Versuche wurden mit der Emanation aus 30—40 mg Radiumbromid angestellt, in der Absicht, eine möglichst große Wirkung zu erzielen. Es stellte sich aber bald heraus, daß allerdings die Strahlung mit der verwendeten Emanationsmenge zunahm, daß es jedoch vorteilhafter war, mit beträchtlich geringeren Mengen zu arbeiten, und zwar wegen der großen

Menge unkondensierter Emanation, die beim Arbeiten mit solch großen Mengen über der verflüssigten Emanation vorhanden ist. Wenn die Emanation verflüssigt wird, so verhält sie sich nämlich nicht wie eine gewöhnliche Flüssigkeit, die unter bestimmten Temperatur- und Druckverhältnissen einen konstanten Dampfdruck ausübt; der scheinbare Dampfdruck hängt vielmehr von der kondensierten Emanationsmenge ab. Es war uns zwar gegenwärtig nicht möglich, diese recht merkwürdige Erscheinung eingehend zu untersuchen, aber wir haben doch ein paar Versuche angestellt, um zu sehen, welche Menge Emanation einen möglichst kleinen „Dampfdruck" und dabei doch zugleich eine meßbare Strahlung von Teilchen aktiven Niederschlags liefern würde. Anscheinend liegt noch kein Zahlenmaterial über die Änderung des scheinbaren Dampfdrucks der Radiumemanation mit der verwendeten Menge vor; wir erachten es deshalb für erwünscht, die Ergebnisse einiger über diesen Punkt angestellten Versuche hier mitzuteilen. Ein Blick auf die Spalte III der Tabelle I zeigt die Änderung des Dampfdruckes mit der verwendeten Emanationsmenge, denn die Aktivität, welche an die Rückseite der Platte gelangt, rührt ausschließlich von der in dem Apparate anwesenden unkondensierten Emanation her. Die an der Rückseite der Platte nach Entfernung der Platte aus dem Apparate vorhandene Aktivität gibt daher in willkürlichen Einheiten eine Schätzung der unkondensierten Emanationsmenge. Es erhellt, daß bei einer Verringerung der Emanationsmenge von 16,35 mg auf 0,86 mg der scheinbare Dampfdruck ungefähr auf den 30. Teil seines Anfangswertes sinkt.

Wir stellten alsdann einige Versuche an, um in absolutem Maße die Menge der Emanation zu bestimmen, die über verschiedenen Mengen verflüssigter Emanation in unverdichtetem Zustande bleibt. Zu diesem Zwecke kondensierten wir die Emanation aus einer bekannten Menge Radium in einem *U*-Rohre, das in flüssige Luft eintauchte. Wir kondensierten zunächst die Emanation in dem *U*-Rohre und ließen dann genügende Zeit verstreichen, daß sich radioaktives Gleichgewicht einstellen konnte. Die Menge der auf diese Weise kondensierten Emanation maßen wir mit Hilfe eines benachbarten γ-Strahlen-Elektroskops, das zuvor geeicht worden war. Darauf verbanden wir das *U*-Rohr mit einem Quecksilberbehälter von 86,4 cm³ Fassungsvermögen und pumpten auf einen Druck von weniger als 0,01 mm Quecksilber aus. Nach Verlauf einiger Stunden sperrten wir den Quecksilberbehälter von dem *U*-Rohre ab und trieben die in dem Behälter befindliche Emanation in eine kleine Glaskugel. Nachdem sich radioaktives Gleichgewicht eingestellt hatte, maßen wir die Emanationsmenge in der Kugel durch Vergleichung der γ-Strahlung seitens der Kugel mit der seitens einer Vergleichsmenge Radium. Die erhaltenen Ergebnisse werden in Tabelle II mitgeteilt.

Tabelle II.

Mit der kondensierten Emanation im Gleichgewicht stehende Menge $RaBr_2$, in mg	Mit der im cm³ enthaltenen Menge Emanation in Dampfform im Gleichgewicht stehende Menge $RaBr_2$, in mg
44.4	0,0026
32,5	0,00126
10,6	0,00066
6,18	0,0007 [1])

Ohne Zweifel kann der scheinbare Dampfdruck der Emanation von mancherlei Umständen abhängen, die wir hier nicht untersucht haben. Aber wenn die angeführten Versuche auch nicht zahlreich sind und unter unveränderten Versuchsbedingungen angestellt wurden, so zeigen sie doch zur Genüge, daß beim Arbeiten mit großen Mengen Emanation die Menge unverdichteter Emanation oberhalb der Flüssigkeit beträchtlich sein kann. Aus diesem Grunde entschlossen wir uns, bei den weiteren Versuchen mit möglichst kleinen Emanationsmengen zu arbeiten.

Die Abnahme der Strahlung mit der Entfernung von der Strahlungsquelle.

Wenn man im unteren Teile der Röhre (Fig. 1) etwas Radiumemanation kondensiert, so wird die Aktivität, welche die Vorderseite der Scheibe *D* annimmt, von ihrer Entfernung von der Emanation abhängen. Es erwies sich als schwierig, die Emanation auf dem Grunde der Röhre zu kondensieren. Wenn nämlich die Röhre in flüssige Luft eingetaucht wurde, so zeigte die Emanation das Bestreben, sich in einem fluoreszierenden Ringe um die Röhre zu kondensieren, der mit der Oberfläche der flüssigen Luft auf gleicher Höhe stand. Bei den zu beschreibenden Versuchen wurde das Ende der Röhre 1—2 cm tief in flüssige Luft eingetaucht und nahezu auf konstanter Höhe gehalten, und wir haben die Annahme gemacht, daß die gesamte Emanation in einem Ringe auf dieser Höhe kondensiert war. Die Scheibe *D* wurde in verschiedenen Abständen über der Emanation aufgehängt, und dann die Aktivität gemessen, die sie in einer halben Stunde annahm, wenn sie sich in verschiedenen Entfernungen von der kondensierten Emanation befand. Während

1) Diese Beobachtung ist weniger zuverlässig als die übrigen, weil die Messung der in der Kugel enthaltenen Emanationsmenge 2½ Woche nach dem Einfüllen vorgenommen worden war. Aus diesem Grunde mußten wir eine große Korrektion für den Abfall der Emanation in der Zwischenzeit anbringen.

dieser Expositionszeiten wurde der Druck auf 0,037 mm Quecksilber eingestellt. Die erhaltenen Ergebnisse teilen wir in Tabelle III mit. Wie zu erwarten stand, änderte sich die Aktivität, welche die Scheibe annahm, in roher Annäherung umgekehrt wie das Quadrat der Entfernung von der Emanation.

Tabelle III.

Abstand d der Scheibe von der kondensierten Emanation, in cm	Aktivität A nach halbstündiger Exposition	$A \cdot d^2$
4,7	638	14 100
8,8	187	14 500
13,5	77,8	14 200
17,25	62,9	18 700
20,3	43.1	17 800

Bei der Ausführung dieser Beobachtungen begegneten wir einer Schwierigkeit, die sich bei den Versuchen mit der Emanation durchweg fühlbar machte. Um die Messingscheibe zur Untersuchung ihrer Aktivität aus dem Apparate herauszunehmen, war es erforderlich, den Apparat bis auf Atmosphärendruck mit Luft zu füllen und ihn dann aufs neue zu entluften, nachdem die zu untersuchende Scheibe durch eine ähnliche ersetzt worden war. Wenn während dieses Prozesses die geringste Spur von Feuchtigkeit oder einer anderen Verunreinigung, die sich in flüssiger Luft zu kondensieren vermag, durch Zufall in den Apparat hinein geriet, so kondensierte sich diese Verunreinigung in einer dünnen Haut über der Oberfläche der flüssigen Emanation und führte so eine Verringerung der ausgesandten Strahlung herbei. Eine außerordentlich geringe Menge einer solchen Verunreinigung genügt, um eine große Verringerung der an die Scheibe gelangenden Strahlung herbeizuführen, denn, wie wir weiter unten sehen werden, kann die Strahlung nur eine sehr kleine Schichtdicke von Materie durchdringen, bevor sie vollständig absorbiert wird.

Nachdem wir diesen störenden Faktor entdeckt hatten, verwandten wir große Sorgfalt darauf, die Luft so weitgehend wie möglich zu reinigen, bevor wir sie in den Apparat einließen. Zu diesem Zwecke ließen wir die Luft durch Schwefelsäure hindurchperlen; danach trockneten wir sie, indem wir sie über Bimsstein streichen ließen, der mit Schwefelsäure getränkt war, und alsdann ließen wir sie einen beträchtlichen Weg über Ätznatron zurücklegen, um die Kohlensäure zu beseitigen. Schließlich zwangen wir die Luft, durch eine in flüssige Luft eintauchende Glasspirale zu gehen. Selbst bei Beobachtung dieser Vorsichtsmaßregeln war es nicht möglich, die erwähnte Störung vollständig zu beseitigen, doch erwies es sich bei einiger Sorgfalt als möglich, für den vorliegenden Zweck hinreichend übereinstimmende Ergebnisse zu erhalten.

Die Absorption der Strahlung durch Luft und durch Wasserstoff.

Wenn der Rest eines Atoms Emanation infolge der Emission eines α-Teilchens einen Rückstoß erleidet, so wird die kinetische Energie des Restes in Anbetracht seiner größeren Masse weit geringer sein als die des α-Teilchens. Aus diesem Grunde wird die Fähigkeit des Restes, Materie zu durchdringen, gegenüber dem Durchdringungsvermögen des α-Teilchens klein sein. Betrachten wir den Fall der Bildung von Radium A aus der Emanation, und nehmen wir für die Massen des α-Teilchens und des Radium A-Atoms die Werte 4 bzw. 218 an, so sollten wir erwarten, daß das Durchdringungsvermögen des Radium A-Atoms nur ungefähr den 50. Teil von dem Durchdringungsvermögen des α-Teilchens ausmacht, aus dem das Radium A-Atom hervorgegangen ist. Nun ist die Reichweite des α-Teilchens aus der Radiumemanation in Luft 4,35 cm; das Radium A-Atom wird daher in weniger als 1 mm Luft von Atmosphärendruck vollständig gebremst werden.

Ähnlich liegt der Fall bei der Erzeugung von Radium B aus Radium A, denn die Reichweite des α-Teilchens aus Radium A ist nahezu dieselbe wie die des α-Teilchens aus der Emanation, nämlich 4,82 cm. Wenn wir daher auf dem Grunde unserer Röhre Radiumemanation in kondensiertem Zustande haben, so werden von ihr Teilchen von Radium A und von Radium B von nahezu demselben Durchdringungsvermögen ausgesandt.

Um das Hemmungsvermögen von Luft und von Wasserstoff für diese gemischte Strahlung zu bestimmen, führten wir die folgenden Versuche aus. Die Behandlung der Frage nach dem Mengenverhältnis zwischen dem Radium A und dem Radium B in der Strahlung, die in der Röhre nach oben hin ausgesandt wurde, haben wir auf eine spätere Gelegenheit verschoben. Die Scheibe D (Fig. 1) wurde der Strahlung einer konstanten Menge Emanation ausgesetzt und dabei der Gasdruck zwischen der Strahlungsquelle und der Scheibe verändert. Die ersten Versuche wurden mit Luft angestellt; dabei befand sich die Scheibe 6,5 cm über der Emanation. Die Drucke wurden mit einem geeichten Mc Leod-Manometer gemessen. Die Scheiben wurden bei allen Versuchen stets 40 Minuten lang der Strahlung ausgesetzt und 15—20 Minuten nach der Entnahme aus dem Gefäße untersucht.

Die gewonnenen Ergebnisse sind in Fig. 2 verzeichnet. In dieser Figur ist das Mehr an Aktivität auf der Vorderseite der Scheibe gegen-

über der Aktivität auf der Rückseite als Funktion des Luftdruckes dargestellt. Die Menge des aktiven Niederschlages, der auf die Scheibe abgeschossen wird, folgt einer Exponentialfunktion des Druckes; das kann man aus der gleichfalls angegebenen Logarithmenkurve ersehen. Die Punkte dieser Logarithmenkurve sind aus der glatten Kurve berechnet, die wir durch die experimentell gefundenen Punkte gezogen haben. Wenn auch aus dieser Beobachtungsreihe das allgemeine Absorptionsgesetz hervorgeht, so wird man doch bemerken, daß die gewonnenen Punkte nicht sehr nahezu auf einer Kurve liegen. Diese Unstimmigkeit haben wir auf die oben erwähnte Ursache zurückgeführt, weil nach jedem einzelnen Versuch der Apparat zwecks Entfernung der Scheibe, die durch eine andere ersetzt wurde, mit Luft gefüllt werden mußte. Während dieser

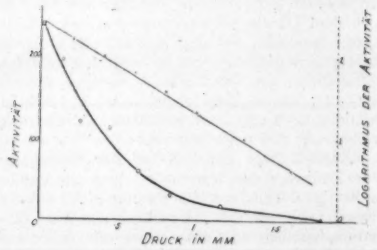


Fig. 2.

Operationen muß sich die Emanation mit einer Haut von irgendwelcher in der Luft enthaltenen Verunreinigung überzogen haben, die sich in flüssiger Luft kondensierte, und keine noch so große Sorgfalt bei der Reinigung der Luft schien hinreichend zu sein, um völlig übereinstimmende Ergebnisse zu liefern. Wenn es uns auch nicht der Mühe wert zu sein schien, diese besondere Beobachtungsreihe zu wiederholen, so beschlossen wir doch, bei den weiterhin zu beschreibenden Versuchen die Beobachtungen in einer bestimmten Reihenfolge auszuführen, in der Absicht, dadurch solche Fehler zu vermeiden, die von der Kondensation von Verunreinigungen auf der Oberfläche der Emanation herrührten. Gleichzeitig verwandten wir große Sorgfalt auf die Reinigung der in den Apparat einzulassenden Luft.

Der nächste Versuch wurde ausgeführt, während sich die Scheibe in 13,5 cm Abstand von der kondensierten Emanation befand. Die Beobachtungen wurden in ähnlicher Weise angestellt wie die vorstehend beschriebenen, nur machten wir zuerst eine Reihe von Ablesungen bei beständig zunehmenden Werten des Druckes und dann eine Reihe bei beständig abnehmenden Werten.

Die Reihenfolge, in welcher die Beobachtungen vorgenommen wurden, ist in Fig. 3 durch Pfeile angedeutet. Es war ebensowenig wie in den früheren Fällen möglich, irgendeine besondere Beobachtung zu wiederholen, denn in dem Maße, wie der Versuch fortschritt, wurde die Strahlung, welche die Scheibe empfing, immer geringer, und die bei abnehmenden Werten des Druckes aufgenommene Kurve fiel infolgedessen unter die bei zunehmenden Werten aufgenommene.

Die Beobachtungen auf einer und derselben Kurve stehen indessen miteinander in Einklang, und wir haben das Mittel aus den beiden Kurven als die wahre Kurve für die Beziehung zwischen Druck und Aktivität angenommen.

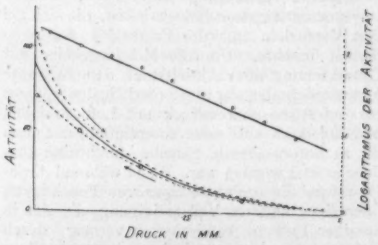


Fig. 3.

Aus den Kurven für die Logarithmen und aus den Tabellen IV und V wird ersichtlich werden, daß die Absorption seitens der Luft bei einer Entfernung der Scheibe von der Emanation von 13,5 cm ungefähr 2,6 mal so groß ist, als wenn die Scheibe 6,5 cm von der Emanation entfernt ist.

Tabelle IV [1]).

Luft.

Abstand der Scheibe von der Emanation: 6,5 cm.

Druck in mm	Aktivität der Scheibe
0,009	238
0,140	195
0,254	119
0,440	112
0,625	58
0,830	29
1,150	16,5
1,800	2

1) In den Tabellen IV, V und VI gibt die zweite Spalte das Mehr an Aktivität auf der Vorderseite der Scheibe gegen den Wert auf der Rückseite an. Letzterer belief sich in einem hochgradigen Vakuum niemals auf mehr als einige wenige Prozent des Wertes auf der Vorderseite.

Tabelle V.

Luft.

Abstand der Scheibe von der Emanation: 13,5 cm.

Druck in mm	Aktivität der Scheibe
0,003	108
0,040	71,5
0,095	50,5
0,274	15
0,472	3
0,342	8
0,175	28
0,075	49
0,005	70

Wir nahmen dann eine weitere Reihe von Beobachtungen mit Wasserstoff an Stelle der Luft in der Röhre vor; der Abstand der Scheibe von der Emanation betrug dabei 13,5 cm. Der Wasserstoff wurde aus reiner Schwefelsäure und reinem Zink hergestellt; er wurde zuerst durch eine Kaliumpermanganatlösung, dann durch Schwefelsäure und darauf über Ätznatron geleitet. Die Reinigung wurde dadurch vollendet, daß der Wasserstoff durch eine in flüssige Luft eintauchende Spirale geleitet wurde. Die Beobachtungen mit Wasserstoff waren im ganzen befriedigender und stimmten besser überein als die mit Luft. Aber wenn wir auch keine allmähliche Abnahme der Aktivität infolge einer sich über der Emanation absetzenden und eine stetige Änderung der Strahlungsmenge herbeiführenden Schicht von Verunreinigungen fanden, so zeigte es sich doch, daß ganz willkürliche Änderungen in der Strahlung auftraten. Nachdem wir eine Reihe übereinstimmender Beobachtungen gemacht hatten, wurde zuweilen die Strahlung seitens der Emanation plötzlich geringer, und die folgenden Ablesungen fielen dann, obschon sie untereinander wieder übereinstimmten, kleiner aus, als es nach den vorangegangenen Beobachtungen zu erwarten gewesen wäre.

Diese plötzlichen Änderungen rührten ohne Zweifel von einem zufälligen Eindringen irgendwelcher kondensierbarer Verunreinigung mit dem Wasserstoff her. Bei sorgfältigem Arbeiten erwies es sich als möglich, eine Reihe übereinstimmender Beobachtungen zu erhalten, die hinreichend lang war, um die Bestimmung der Absorption seitens des Wasserstoffs zu ermöglichen. Die Ergebnisse zweier Beobachtungsreihen sind in Fig. 4 dargestellt; die Punkte auf der Logarithmenkurve sind hier in derselben Weise berechnet worden wie bei den Versuchen mit Luft.

Die Betrachtung der Figuren 2, 3 und 4 zeigt, daß die Strahlung r, welche auf die Scheibe gelangt, wenn diese sich in einer festen Entfernung von der Emanation befindet, durch die Gleichung

$$r = r_0 e^{-\lambda p}$$

gegeben ist. In dieser Gleichung ist r_0 die Strahlung, die in einem vollkommenen Vakuum an die Scheibe gelangt; p ist der Druck der Luft oder des Wasserstoffs in Millimetern, und λ ist ein konstanter Koeffizient, der ein Maß für den Grad der Absorption der Strahlung beim Durchgange durch das Gas liefert. Berechnen wir den Wert von λ aus den Figuren 2 und 3,

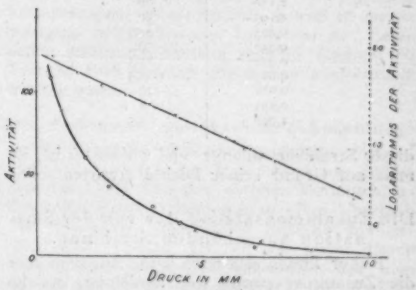


Fig. 4.

so erhalten wir für einen Abstand der Scheibe von der Emanation von 6,5 cm

$$\lambda_{6,5} = 2{,}62$$

und für einen Abstand der Scheibe von der Emanation von 13,5 cm

$$\lambda_{13,5} = 6{,}9.$$

Wir finden somit, daß

$$\frac{\lambda_{6.5}}{6{,}5} = 0{,}40$$

und

$$\frac{\lambda_{13.5}}{13{,}5} = 0{,}51$$

ist. Berücksichtigen wir, wie schwierig es ist, genau festzustellen, wo die Emanation kondensiert ist, wie schwierig es demzufolge ist, die Entfernung der Scheibe von der Emanation zu bestimmen, so zeigen diese Zahlen eine gute Übereinstimmung.

Versuche mit Wasserstoff haben wir nur bei 13,5 cm Abstand der Scheibe von der Emanation angestellt. Der Wert des Koeffizienten λ_H bei diesem Abstande ergibt sich, wie die Betrachtung von Fig. 4 und Tabelle VI lehrt, als

$$\lambda_H = 4{,}2.$$

Für einen Abstand der Scheibe von der Emanation von 13,5 cm erhalten wir somit das Verhältnis

$$\frac{\lambda_{\text{Luft}}}{\lambda_{\text{Wasserstoff}}} = \frac{6{,}9}{4{,}2} = 1{,}64.$$

Beachtet man, daß die Dichte der Luft, bezogen auf Wasserstoff als Einheit, 14,44 ist, so sieht man, daß Wasserstoff, was die Absorption

Tabelle VI.

Wasserstoff.

Abstand der Scheibe von der Emanation: 13,5 cm.

Druck in mm	Aktivität der Scheibe
0,045	109
0,080	89
0,150	60
0,195	50
0,223	42,5
0,357	30
0,482	15,5
0,663	5,5
0,682	10
0,835	4
1,010	1,5

dieser Strahlung anlangt, viel wirksamer ist, als man auf Grund seiner Dichte erwarten sollte.

Die Zusammensetzung der von der Emanation ausgehenden Strahlung.

Bisher finden sich noch keine Angaben über die Zusammensetzung der Strahlung, welche seitens der Emanation durch ein Vakuum gesandt wird. Es war von Wichtigkeit, darüber zu entscheiden, ob sowohl Radium *A* als auch Radium *B* durch das Vakuum geschleudert werden, oder ob die beobachteten Wirkungen von nur einem dieser Produkte herrührten. Um diese Frage zu entscheiden, bestimmten wir die Abklingungskurven für die Aktivität, die sich an der über der Emanation aufgehängten Scheibe ansammelte.

Obgleich wir noch mehrere andere Beobachtungen ausgeführt haben, teilen wir doch nur die Ergebnisse von zwei Versuchen mit; diese genügen, um zweifelsfrei zu beweisen, daß sowohl Radium *A* als auch Radium *B* seitens der Emanation in das Vakuum hinausgesandt werden. Bei diesen beiden Versuchen befand sich die der Strahlung ausgesetzte Scheibe 6,5 cm oberhalb der Emanation, und der Druck der zwischen der Emanation und der Scheibe befindlichen Luft wurde auf weniger als 0,01 mm Quecksilber gehalten. Bei dem ersten Versuch wurde die Scheibe der Strahlung seitens der Emanation 40 Minuten lang ausgesetzt. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Fig. 5 durch Kurve I veranschaulicht. Hier ist die Aktivität der Scheibe als Funktion der Zeit aufgezeichnet worden. Die Zeiten sind von dem Augenblick an gezählt, in dem die Scheibe aus dem Bereiche der Strahlungsquelle entfernt wurde. Die Kurve Ia in derselben Figur stellt die bekannte Abklingungskurve der α-Strahlung des aktiven Niederschlags dar, den man erhält, wenn man einen negativ geladenen Leiter ebenso lange der Emanation aussetzt. Die Verschiedenheit der beiden Kurven ist augenfällig und läßt sich ohne weiteres erklären, wenn wir annehmen, daß zwar, wenn ein negativ geladener Leiter der Emanation ausgesetzt wird, sich nur Radium *A* niederschlägt, das danach zerfällt, daß dagegen im vorliegenden Falle sowohl Radium *A* als auch Radium *B* durch Strahlung auf die Platte gelangen.

Dieselbe Fig. 5 enthält noch ein ähnliches Kurvenpaar (II und IIa) für den Fall einer Expositionszeit von 10 Minuten. Wie man sieht, liegt auch in diesem Falle die gewöhnliche Abklingungskurve unterhalb der nach der Strahlungsmethode erhaltenen Kurve. Wie zu erwarten steht, ist der Unterschied zwischen den beiden für diese kurze Expositionszeit geltenden

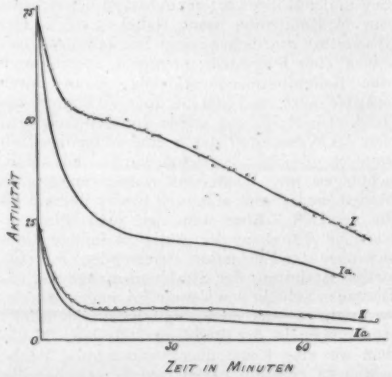


Fig. 5.

Kurven weniger ausgeprägt als der Unterschied zwischen den einer langen Expositionszeit entsprechenden Kurven.

Mit einer vollständigen Analyse der Abklingungskurven halten wir einstweilen noch zurück.

Die Anzahl der seitens der Emanation in ein Vakuum hinausgeschleuderten Radium *A*- und Radium *B*-Teilchen.

Nachdem wir festgestellt haben, daß seitens der auf dem Grunde einer Röhre kondensierten Emanation sowohl Radium *A* als auch Radium *B* durch ein Vakuum hindurch auf eine Scheibe geschossen werden, entsteht die Möglichkeit, das Verhältnis zwischen den Teilchen, welche in einer bekannten Zeit an die Scheibe gelangen, einerseits und der Gesamtzahl der aus der Emanation hervorgehenden Teilchen andererseits zu berechnen. Das läßt sich in der Weise machen, daß man die Aktivität einer Scheibe betrachtet, die der Strahlung seitens der Ema-

nation genügend lange ausgesetzt gewesen ist, daß sich radioaktives Gleichgewicht zwischen der Emanation und den Radium *A*- und Radium *B*-Teilchen auf der Scheibe herstellen konnte. Wir setzten deshalb eine Scheibe über 3 Stunden lang der Emanation aus 1,18 mg Radium aus, die wir auf dem Grunde der Röhre genügend lange kondensiert hatten, daß sich zwischen der Emanation und ihren Zerfallsprodukten Gleichgewicht ausbilden konnte. Wir fanden nun, daß die Scheibe unmittelbar nach ihrer Entfernung aus dem Bereiche der von der Emanation kommenden Strahlung einen Ausschlag von 828 Skalenteilen in der Minute an dem Elektrometer hervorrief, das zur Messung der Aktivität benutzt wurde. Eine Platte, auf welcher Polonium niedergeschlagen worden war, ergab, wenn sie in ähnlicher Weise in dem Meßapparate angeordnet wurde, einen Ausschlag von 1800 Skalenteilen in der Minute. Wir wußten nun, daß die Poloniummenge auf der Platte $5{,}07 \cdot 10^4$ α-Teilchen in der Sekunde aussandte[1]). Da 1 g Radium in der Sekunde $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-Teilchen aussendet[2]), so sandte das zum Vergleich benutzte Poloniumpräparat dieselbe Anzahl α-Teilchen aus, wie $1{,}49 \cdot 10^{-3}$ mg Radium ausgesandt haben würden. Die untersuchte aktive Scheibe gab also dieselbe Anzahl von α-Teilchen von sich, wie sie seitens $6{,}9 \cdot 10^{-4}$ mg Radium ausgesandt werden würden. In dem Augenblick, in welchem die Scheibe aus dem Bereiche der Strahlung entfernt wurde, muß aber die Anzahl der α-Teilchen, welche von dem Radium *A* und dem Radium *B* auf der Scheibe ausgesandt wurden, nahezu gleich gewesen sein. Folglich muß die Menge des auf der Scheibe vorhandenen Radium *A* und des Radium *B* in radioaktivem Gleichgewicht mit $3{,}45 \cdot 10^{-4}$ mg Radium gestanden haben. Da nun bei diesem Versuch 1,18 mg Emanation zur Verwendung gelangten, so betrug die Menge Radium *A* und Radium *B* auf der Scheibe das $2{,}92 \cdot 10^{-4}$ fache der gesamten mit der Emanation im Gleichgewicht stehenden Menge Radium *A* und Radium *B*. Berücksichtigt man, daß sich die Scheibe in 7 cm Entfernung von der Emanation befand, und daß der Flächeninhalt der Scheibe 2,01 cm² betrug, so erhellt, daß, selbst wenn jedes Radium *A*- und Radium *B*-Teilchen nach Maßgabe seiner Bildung infolge der Ausstoßung eines α-Teilchens aus der Emanation entweichen würde, der zur Scheibe gelangende Bruchteil der Gesamtstrahlung $3{,}3 \cdot 10^{-3}$ betragen haben würde. Wir sehen also, daß von den Teilchen, welche die Emanation in solchen Richtungen aussendet, die innerhalb des von der Scheibe umfaßten räumlichen Winkels liegen, ungefähr der 11. Teil tatsächlich an die Scheibe gelangte. Beachtet man, wie leicht diese Teilchen von Materie absorbiert werden, so erscheint es kaum zweifelhaft, daß bei einer hinreichend dünnen Schicht einer von jeglicher Verunreinigung freien Emanation und in einem genügend hohen Vakuum jedes von der Emanation emittierte Radium *A*- und Radium *B*-Teilchen auch von der Emanation ausgestrahlt werden würde.

1) Diese Zahl hat Herr Dr. Geiger in der Weise bestimmt, daß er die Anzahl der Szintillationen zählte, die in der Sekunde auf einem in bekanntem Abstande von dem Polonium aufgestellten Zinksulfidschirm auftraten. Wir sind Herrn Dr. Geiger für die liebenswürdige Mitteilung dieses Wertes zu großem Danke verpflichtet.

2) Rutherford and Geiger, Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 174.

Die Radium *B*- und Radium *C*-Strahlung.

Die Versuche mit Radiumemanation, die auf dem Grunde einer Röhre kondensiert war, haben dargetan, daß Teilchen aktiven Niederschlags durch ein Vakuum hindurch zu einer oberhalb der Emanation exponierten Scheibe hin geschleudert werden. Da wir nun unter diesen Verhältnissen neben der Emanation auf dem Grunde der Röhre auch Radium *A* und Radium *B* haben, so sind die Bedingungen einigermaßen kompliziert. Aus der Natur der Abklingungskurven für die an der Scheibe angesammelte Aktivität haben wir ersehen, daß nicht nur Radium *A*, sondern auch Radium *B* auf die Scheibe geschleudert wurde. Es ist indessen nicht ganz leicht, zu sagen, ob irgendwelche Radium *C*-Strahlung vorhanden war. Es erschien daher wünschenswert, Versuche unter einfacheren Bedingungen anzustellen, um die Strahlung von Radium *B* sowie auch von Radium *C*, falls diese letztere vorkommen sollte, unmittelbar nachzuweisen. Zu diesem Zwecke machten wir Beobachtungen mit dem aktiven Niederschlage auf einer Platte, die als negative Elektrode der Emanation in einem elektrischen Felde ausgesetzt gewesen war. Wenn diese Platte in einem Vakuum aufgehängt wurde, so konnte von ihr Radium *A* nur dann ausgesandt werden, wenn, wie es gewöhnlich der Fall war, eine Spur von Emanation an der Platte haften blieb. Vernachlässigen wir für den Augenblick diesen störenden Faktor bei dem Versuch, so wird eine Scheibe, die über der aktiven Platte exponiert wird, aktiv werden, weil Radium *B* ihr in dem Maße zugeschleudert wird, wie das Radium *A* auf der Platte abfällt. Wenn man indessen, ehe man die Scheibe exponiert, genügend lange Zeit verstreichen läßt, daß das Radium *A* verschwindet, so kann kein Radium *B* in der Röhre aufwärts geschleudert werden; in diesem Falle bleibt aber noch die Möglichkeit bestehen, daß in dem Maße, wie das Radium *B* abfällt, Radium *C* in der Röhre aufwärts geschleudert wird. Wenn wir in dieser Weise vorgehen, so haben wir also die Mög-

lichkeit, die Erscheinungen in ihrer einfachsten Gestalt zu beobachten.

Der benutzte Apparat ist in Fig. 6 dargestellt. Die Platte D, welche einer beträchtlichen Menge Radiumemanation eine bestimmte Zeitlang ausgesetzt gewesen war, wurde an einem kleinen Häkchen am Ende des Drahtes w aufgehängt, dessen anderes Ende in den eingeschliffenen Glasdeckel S des Glasgefäßes V von 0,7 cm lichte Weite eingeschmolzen war. An dem Drahte w war in ungefähr 1 cm Abstand über der Platte D eine Scheibe E befestigt. Durch Einsetzen des Deckels S wurden die Platte und die Scheibe in die aus der Figur ersichtliche Stellung gebracht. Mittels einer Kugel mit Kokosnußkohle, die in flüssige Luft eintauchte und durch ein seitliches Ansatzrohr mit dem Gefäß V verbunden war, konnte das Gefäß schnell bis zu einem beliebig hohen Grade ent-

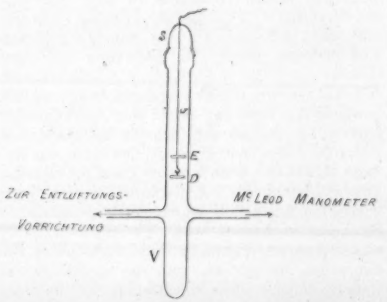


Fig. 6.

luftet werden. Nachdem die Scheibe E der Strahlung von D lange genug ausgesetzt worden war, wurde Luft in den Apparat eingelassen.

Darauf wurde die Scheibe E von dem Drahte w abgenommen und ihre α-Strahlen-Aktivität mittels eines Quadrantenelektrometers untersucht. Dabei wurde dafür Sorge getragen, eine Berührung zwischen Scheibe und Platte bei ihrer Entfernung aus dem Gefäße zu vermeiden.

Ehe wir dazu übergehen, die bei diesen Versuchen gewonnenen Ergebnisse mitzuteilen, ist es wichtig, zu überlegen, welche Erscheinungen wir unter gewissen einfachen Annahmen erwarten sollten. Betrachten wir den Fall, in welchem die Platte D der Emanation ausgesetzt gewesen ist, so daß sich auf ihrer Oberfläche Radium A im Verein mit Radium B und Radium C in gewissem bestimmten und von der Dauer der Exposition gegen die Emanation abhängigen Mengenverhältnis abgeschieden hat. Die Scheibe E wird dann einen gewissen Prozentsatz der Radium B-Teilchen empfangen, die entstehen, wenn das Radium A auf der Platte D abklingt. Nehmen wir an, daß die Radium C-Teilchen aus der geringen ursprünglich auf der Platte D vorhandenen Menge Radium B nicht ausgeschleudert werden, so können wir die Aktivität der Scheibe E zu irgendeiner Zeit nach ihrer Entnahme aus dem Gefäße auf Grund einer einfachen Erweiterung bekannter Gleichungen berechnen[1]). Das haben wir für den Fall getan, daß die Scheibe E der von der Platte D ausgehenden Strahlung 5 Minuten lang ausgesetzt worden war; die theoretische Kurve haben wir in Fig. 7, Kurve I, gezeichnet.

Die nunmehr zu beschreibenden Beobachtungen wurden in der Absicht angestellt, zu sehen, wie nahe die unter verschiedenen Bedingungen erhaltenen Versuchsergebnisse mit dieser theoretischen Kurve übereinstimmen.

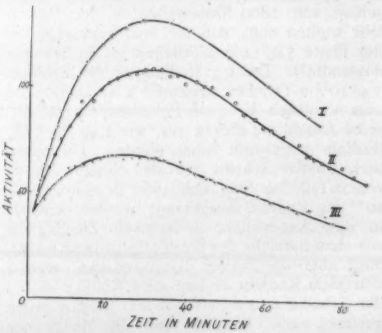


Fig. 7.

Bei der ersten Beobachtungsreihe wurde die Platte D der Emanation 10 Minuten lang ausgesetzt, dann entfernt und in ein Gefäß gebracht, welches schnell entluftet werden konnte, um etwa an der Scheibe haftende Emanation zu entfernen. Wenngleich es sich nicht als möglich erwies, die Emanation auf diesem Wege vollständig zu entfernen, so war doch die nach dieser Behandlung an der Scheibe zurückbleibende Menge sehr viel geringer. Innerhalb 1 1/2 Minuten nach der Entnahme aus dem Gefäße, in welchem sie der Emanation ausgesetzt worden war, wurde die Platte an ihrem Platze unterhalb der Scheibe E befestigt, wie aus Fig. 6 zu ersehen ist. Das Gefäß wurde schnell so gründlich wie möglich entluftet, und dann die Scheibe E 5 Minuten lang der von D ausgehenden Strahlung ausgesetzt. Dann wurde die Scheibe E herausgenommen, und es fand sich, daß die der Platte D zugekehrt gewesene

1) Siehe Rutherford, Radio-activity, S. 332.

Seite stark radioaktiv war; ihre Aktivität wurde während der nächstfolgenden 5 Viertelstunden untersucht.

Die von D abgewandt gewesene Seite von E war nur schwach aktiv infolge einer Spur an der Platte D haften gebliebenen Emanation, die während der Exposition der Scheibe E entwichen war. Bei den späteren Messungen wurde diese geringe Aktivität, die ebenfalls an die Vorderseite der Scheibe E gelangt sein muß, berücksichtigt.

Die gewonnenen Ergebnisse sind in Fig. 7 durch die Kurve II dargestellt. Man bemerkt, daß die Aktivität der Scheibe, gemessen durch die von ihr ausgehende α-Strahlung, während der ersten $^1/_2$ Stunde zunahm und darauf mit der Zeit sank. Das würde zu erwarten sein, wenn Radium B während der Expositionszeit von 5 Minuten seitens der Platte D auf die Scheibe E geschleudert worden wäre. Man bemerkt aber auch, daß die Kurve II beträchtlich unterhalb der theoretischen Kurve I liegt. Nun wird sich auf der Oberfläche der Platte D während ihrer voraufgegangenen Exposition von 10 Minuten gegen die Emanation nicht nur Radium A niedergeschlagen haben, sondern auch eine gewisse Menge Radium B. Wenn während des Abklingens dieses Radium B etwas Radium C auf die Scheibe E geschleudert wird, so wird die Kurve, welche die Aktivität der Scheibe zu Zeiten nach ihrer Entfernung aus dem Bereiche der Strahlung angibt, unterhalb der theoretischen Kurve I zu liegen kommen. Wir haben gesehen, daß dies der Fall ist, und es erscheint daher wahrscheinlich, daß bei dem eben beschriebenen Versuch sowohl Radium C wie Radium B seitens der Platte ausgestrahlt wurde.

Das ist ein einigermaßen unerwartetes Ergebnis, denn wenn nicht α-Teilchen bei der Umwandlung von Radium B in Radium C ausgesandt werden, so läßt sich dieses Ergebnis nur durch die Annahme erklären, daß das Radium C infolge Rückstoßes bei der Aussendung eines β-Teilchens von der Platte fortgeschleudert wurde. Es war daher notwendig, diesen Punkt eingehender zu untersuchen, ehe diese Erklärung als richtig angenommen werden konnte.

Wir stellten deshalb einen dem eben geschilderten ähnlichen Versuch an, bei dem wir die Platte D statt 10 Minuten nahezu 3 Stunden lang der Emanation aussetzten. Unter diesen Verhältnissen war die Menge Radium B auf der Platte im Vergleich zu der Menge Radium A viel größer, und die darauf für die Aktivität an der Scheibe E erhaltene Kurve mußte noch tiefer unter die theoretische Kurve fallen als Kurve II. Wie Kurve III in Fig. 7 zeigt, ist das tatsächlich der Fall.

Wenngleich diese Versuche kaum noch einen Zweifel darüber lassen, daß seitens einer Platte auf der sich Radium B abgeschieden hat, Radium C durch ein Vakuum gesandt wird, so erschien es doch wünschenswert, über diesen Punkt nähere Aufschlüsse zu erhalten. Wir setzten deshalb die Platte D nochmals etwa $2^1/_2$ Stunde lang der Emanation aus, entfernten sie dann von der Emanation und hielten sie 19 Minuten lang in einem Vakuum, um die ihr anhaftende Emanation zu beseitigen. Während dieser Zeit war das Radium A auf der Platte praktisch vollständig abgeklungen. Dann brachten wir die Platte D an ihren Platz unter der Scheibe E und entlufteten das Gefäß. Nach weiteren 50 Minuten nahmen wir die Scheibe E heraus und untersuchten sie während der nächstfolgenden Stunde. Es fand sich, daß sich auf ihr reines Radium C abgesetzt hatte, denn in diesem Falle nahm die Aktivität sogleich nach einem Exponentialgesetz mit der Zeit ab und sank in 19 Minuten auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes (vgl. Fig. 8 und Tabelle VII).

Tabelle VII.

Zeit nach dem Herausnehmen der Scheibe, in Minuten	Aktivität	Logarithmus der Aktivität
1	90,5	1,957
2	88,6	1,947
3	85,6	1,932
4	81,0	1,908
5	77,3	1,888
6	74,5	1,872
7	74,2	1,870
$9^1/_2$	64,8	1,812
11	63,9	1,806
12	60,1	1,779
13	57,7	1,761
14	57,1	1,757
15	54,6	1,737
18	47,8	1,679
19	45,3	1,656
21	43,8	1,642
23	40,4	1,606
28	33,5	1,525
30	30,9	1,490
32	30,1	1,479
34	28,2	1,450
36	28,0	1,447
39	24,6	1,391
40	23,2	1,366
42	21,4	1,330
46	19,2	1,283
49	17,8	1,250
51	15,7	1,196

Wir sehen also, daß eine Scheibe, die wir im Vakuum einer Platte gegenüberstellen, auf der sich nur Radium B und Radium C befinden, sich auf ihrer der Platte zugekehrten Seite mit einem Niederschlag von reinem Radium C bedeckt. Das kann nur dadurch erfolgen, daß beim Zerfall des Radium B die Radium C-Atome auf die Scheibe geschleudert werden. Zweifellos wird der Scheibe auch Radium D zugeschleudert, aber dessen Abfall erfolgt jedenfalls

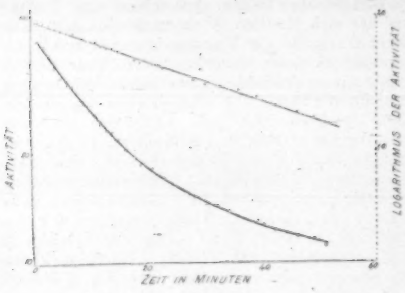


Fig. 8.

zu langsam, um die Beobachtungen zu beeinflussen.

Da der Rückstoß des Radium *C* bei seiner Entstehung aus Radium *B* von der Emission eines Elektrons herrührt, und nicht, wie der Rückstoß des Radium *A* oder des Radium *B*, von der Emission eines α-Teilchens, so werden wir erwarten, daß die Geschwindigkeit, mit welcher ein Radium *C*-Atom durch ein Vakuum geschleudert wird, sehr viel geringer sein wird als die eines Radium *A*- oder eines Radium *B*-Atoms. Die Fähigkeit des Radium *C*-Atoms, Materie zu durchdringen, wird daher entsprechend geringer sein als das für Radium *A* und Radium *B* gefundene Durchdringungsvermögen. Um diesen Punkt zu untersuchen, haben wir ein paar Versuche angestellt. Die Platte *D*, auf der Radium *B* und Radium *C* niedergeschlagen worden waren, wurde, wie bei den früheren Versuchen, 1 cm unterhalb der Scheibe *E* angebracht und diese somit dem Bombardement seitens des von der Platte *D* ausgehenden Radium *C* ausgesetzt. Statt in dem höchsten erreichbaren Vakuum zu arbeiten, ließen wir zwischen der Platte *D* und der Scheibe *E* etwas Luft. Auf diese Weise wurde ein Teil der von der Platte *D* ausgehenden Strahlung abgeschnitten, und die Scheibe *E* wurde weniger stark aktiv als in einem vollkommenen Vakuum. Wenn zwischen den 1 cm voneinander entfernten Platten Luft unter einem Drucke von 0,14 mm Quecksilber vorhanden war, so wurde die Strahlung auf etwa den zehnten Teil herabgedrückt. Wir stellten weitere Beobachtungen bei verschiedenen Drucken an, haben aber das Gesetz der Absorption noch nicht mit irgendwelcher Genauigkeit festzustellen vermocht.

Zusammenfassung.

Die Hauptergebnisse, zu denen wir in der vorliegenden Arbeit gelangt sind, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Wenn man Radiumemanation, die mit ihren Zerfallsprodukten im radioaktiven Gleichgewicht steht, auf dem Boden einer entlufteten und in flüssige Luft eintauchenden Röhre kondensiert, so werden Teilchen aktiven Niederschlags nach oben hin in die Röhre ausgestrahlt. Diese Erscheinung wird dem Rückstoße zugeschrieben, die der Atomrest erfährt, wenn ein α-Teilchen ausgesandt wird.

2. Wir haben das Gesetz für die Absorption dieser Strahlung sowohl in Luft als auch in Wasserstoff bestimmt. Die Strahlung, welche zu einer in festem Abstande von der kondensierten Emanation befindlichen Fläche gelangt, ist eine Exponentialfunktion des Gasdruckes.

3. Aus der Abklingungsgeschwindigkeit der Aktivität, die sich auf einer Fläche angesammelt hat, welche der von der Emanation ausgehenden Strahlung ausgesetzt gewesen ist, geht hervor, daß sowohl Radium *A* als auch Radium *B* auf die Fläche gelangen.

4. Radium *B* und Radium *C* werden beide von einer Fläche aus durch ein Vakuum ausgestrahlt, wenn diese Fläche zuvor dadurch aktiv gemacht worden ist, daß sie der Emanation ausgesetzt worden war. Nimmt man an, daß Radium *B* nur β-Teilchen aussendet, so muß die Radium *C*-Strahlung von dem Rückstoße herrühren, den die Atome erleiden, wenn β-Teilchen ausgesandt werden.

Herr Professor Rutherford hat unsere Arbeit wesentlich gefördert, indem er uns in liebenswürdigster Weise die für die vorliegenden Versuche erforderliche Emanation zur Verfügung gestellt hat. Wir ergreifen gern diese Gelegenheit, um ihm unseren herzlichen Dank zum Ausdruck zu bringen.

Manchester, 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 9. April 1909.)

Die Absorption der γ-Strahlung des Radiums durch Blei.

Von Y. Tuomikoski.

Die ersten Messungen über die Absorption der γ-Strahlen wurden von Rutherford[1]) ausgeführt. Es stand für diese Versuche nur ein sehr schwaches Radiumpräparat zur Verfügung, so daß sich die Absorptionsmessungen nur auf Bleischichten von geringer Dicke erstreckten. Es ergab sich eine nahezu exponentielle Abnahme der Strahlung mit wachsender Schichtdicke. Weitere Messungen wurden von Mc

1) Rutherford, diese Zeitschr. **3**, 517, 1902.

Clelland[1]), Wigger[2]) und Eve[3]) ausgeführt. Ihre Versuche zeigten, daß das Exponentialgesetz nur für die Strahlung gilt, die bereits 1—2 cm Blei durchdrungen hat, während anfangs die Abnahme schneller erfolgt. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Resultate, soweit sie bis jetzt vorliegen.

Beobachter	Dicke der durchstrahlten Schicht in cm	λ cm^{-1}
Rutherford	0,72—2,5	0,77
McClelland	0,8 —1,05	0,641
	1,05—1,3	0,563
	1,3 —1,8	0,480
	1,8 —2,3	0,440
Wigger	2,8 —4,93	0,241
Eve	0,64—1,21	0,57
	1,21—1,79	0,56
	1,79—2,36	0,46
	2,4 —3,0	0,46

Die im folgenden beschriebenen Versuche bezweckten, die Gültigkeit des Exponentialgesetzes zu prüfen für die Strahlung, die bereits größere Bleischichten durchdrungen hat.

Für die Messungen wurde ein Goldblattelektroskop verwendet, dessen Gehäuse aus Aluminium von 1,5 mm Wandstärke bestand. Bernstein diente zur Isolation des Goldblatts. Die Luft innerhalb des Gehäuses wurde durch Phosphorsäure trocken gehalten, die sich auf einem Uhrglas im Gehäuse des Elektroskops befand. Es verringerte diese Maßregel die natürliche Zerstreuung ganz beträchtlich. Sie betrug während mehrerer Monate nahezu unverändert 0,2 Teilstriche pro Minute. Das Elektroskop war von einem 3 mm dicken Bleimantel umgeben, wodurch alle β-Strahlen und der größte Teil der Sekundärstrahlung abgehalten wurde. Infolgedessen war die am Elektroskop gemessene Ionisation fast ausschließlich durch die primäre γ-Strahlung und die von den Aluminiumwänden herrührende Sekundärstrahlung erzeugt.

Um zu prüfen, ob diese Sekundärstrahlung die Werte des Absorptionskoeffizienten beeinflußt, wurden einige Versuche mit einem Elektroskop, dessen Wände aus Blei bestanden, ausgeführt. Es wurden bei Verwendung dieses Elektroskops Werte erhalten, die mit den mittels des Aluminiumelektroskops ausgeführten Messungen völlig übereinstimmten.

Als Strahlenquelle diente Radiumemanation, die in ein Glasrohr eingeschlossen war. Der Maximalwert entsprach 125 mgr $Ra\,Br_2$. Diese Strahlenquelle, die Herr Professor Rutherford mir für diese Versuche gütigst zur Verfügung stellte, ließ noch meßbare Wirkung durch 19 cm Blei erkennen.

Zur Absorption waren Bleiplatten von 2 und 3 mm Dicke verwendet. Die Dimensionen der Platten waren so groß, daß keine Strahlung in das Elektroskop gelangen konnte, die nicht die Bleiplatten passiert hatte.

In welcher Weise der Sättigungsstrom im Elektroskop mit zunehmender Bleidicke abnahm, ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich. Die Stromstärke für die Strahlung, die 0,3 cm passiert hat, ist willkürlich gleich 100 gesetzt.

Schichtdicke des Bleis in cm	Stromstärke
0,3	100
1	61,6
2	33,1
3	19,9
4	11,7
5	7,07
6	4,26
7	2,57
8	1,62
9	1
10	0,63
11	0,39
12	0,30
13	0,20
14	0,11
15	0,07
16	0,05
17	0,04
18	0,03
19	0,02

Man ersieht, daß die Strahlungsintensität durch 19 cm Blei auf $\frac{1}{5000}$ des Wertes gesunken ist, der bei einer Schichtdicke von 0,3 cm erhalten wird.

Der Absorptionskoeffizient berechnet sich aus der Gleichung

$$\frac{\mathcal{J}_2}{\mathcal{J}_1} = e^{-\lambda(d_2 - d_1)},$$

wobei $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$ die Strahlungsintensitäten nach der Durchdringung von Bleischichten von der Dicke d_1 bzw. d_2 bedeuten.

Die Werte, die sich für λ ergaben, sind:

Schichtdicken von Blei in cm	λ cm^{-1}
0,4—1,0	0,70
1,0—2,2	0,58
2,2—5,4	0,52
5,4—12,0	0,50
12,0—15,8	0,39
15,8—18	0,25

Es ergibt sich aus den Versuchen, daß die Strahlung nach Durchdringung einer beträchtlichen Bleischicht nicht exponentiell mit wachsender Schichtdicke abnimmt. Wie die beigefügten Kurven zeigen, erfolgt die Abnahme nach den ersten 1,5 cm Blei nahezu exponentiell bis

1) McClelland, Phil. Mag. **8**, 70, 1904.
2) Wigger, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **2**, 391, 1905.
3) Eve, diese Zeitschr. **8**, 183, 1907.

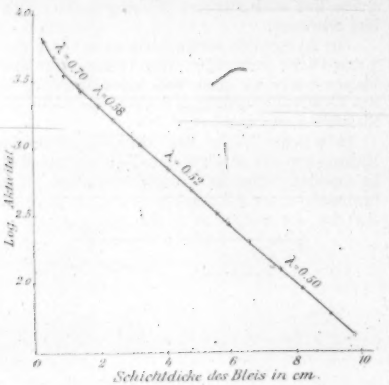


Fig. 1.

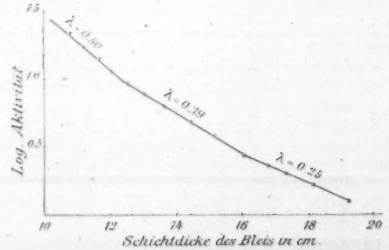


Fig. 2.

zu einer Schichtdicke von 12 cm. Innerhalb dieses Bereiches hat λ Werte von 0,52—0,50. Der spätere Verlauf der Kurve zeigt zwei deutliche Wendepunkte, den ersten bei einer Schichtdicke von 12 cm, den zweiten bei einer von 15,7 cm. Die diesbezüglichen Werte von λ sind 0,37 und 0,25.

Der Effekt, der durch 18,8 cm Blei hindurch erhalten wurde, ließ sich nicht mehr genau messen. Doch scheint der Absorptionskoeffizient noch weiterhin abzunehmen. Ich hoffe durch weitere Versuche diesen Punkt noch aufzuklären.

Die Erscheinungen, die bei der Sekundärstrahlung der γ-Strahlen von Radium beobachtet werden, haben mehrere Beobachter zu der Annahme veranlaßt, daß die γ-Strahlung aus Gruppen verschiedener Strahlen bestünde. So nimmt Kleeman[1]) drei verschiedene Strahlengruppen an, während Madsen[2]) zwei annimmt; dieser Beobachter gibt als Absorptionskoeffizienten für die weichere Strahlung 1,35 und für die härtere 0,32. Die Übereinstimmung der letzten Zahl mit denen, die sich durch die vorliegenden Versuche ergaben, ist wohl nur zufällig, da die Gruppen mit den Koeffizienten 0,39 und 0,25 nur etwa 0,1 Proz. der Gesamtintensität der γ-Strahlung ausmachen.

Weitere Versuche über die Absorption der γ-Strahlung durch andere Substanzen sind im Gange.

Herrn Professor Rutherford bin ich für die Anregung zu diesen Versuchen und für seine liebenswürdige Unterstützung bei ihrer Ausführung zu Dank verpflichtet.

Manchester, März 1909, Physikalisches Laboratorium der Universität.

(Eingegangen 2. April 1909.)

1) Kleeman, Phil. Mag. **14**, 618, 1907 u. **15**, 638, 1908.
2) Madsen, Phil. Mag. **17**, 423, 1909.

Freiwillige Leitfähigkeit des dunklen Natriumdampfes und Beziehung zwischen Ionisation der Gase und der Absorption ihres Linienspektrums.

Von Christian Füchtbauer.

(Vorläufige Mitteilung.)

Seit der Entdeckung des Dopplereffektes der Kanalstrahlen durch Stark liegt es nahe, anzunehmen, daß positive Atomionen die Träger der Emission und folglich auch der Absorption des Linienspektrums sind. So erklärt sich die Selbstumkehr der Linien aus der Absorption durch nicht oder schwächer leuchtende Ionen.

Deshalb dachte ich, wenn man die Zahl dieser absorbierenden Ionen durch elektrische Methoden bestimmen könnte, würde man ein ganz neues experimentelles Bestimmungsstück für die Dispersionstheorie gewinnen. Vor zwei Jahren habe ich daher versucht, die Entladung durch Wasserstoff in eine Form zu bringen, in der er gleichzeitig das Linienspektrum absorbiert und eine Bestimmung der Ionenzahl zuläßt. Dies war nicht möglich, weil in dem von Flaschenentladungen durchsetzten Gas — nur in diesem Zustand zeigt Wasserstoff gute Absorptionslinien — keine Messung der Leitfähigkeit ausführbar ist, auch keine annähernd richtige Schätzung.

Ich habe mich nun dem nichtleuchtenden Natriumdampf zugewandt. Bei diesem konnte ich schon bei 190° Absorption der D-Linien beobachten und schloß daraus, daß etwa von dieser Temperatur ab eine noch unbekannte durch keinerlei äußeren Ionisator veranlaßte Leitfähigkeit nachweisbar sein müsse. — Das war in der Tat der Fall. Mißt man nun diese Leitfähigkeit (im Gebiet der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes), so kann man mit

Hilfe einer Annahme der Beweglichkeiten die Ionenzahl im Kubikzentimeter bestimmen, oder man kann vielleicht auch direkt durch kurze Anlegung einer Spannung (Pendelunterbrecher) ballistisch die Ionenzahl erhalten. Bestimmt man andererseits aus optischen Messungen die Zahl die D-Linien absorbierender Elektronen im Kubikzentimeter, so kann man prüfen, ob positive Atomionen die Träger dieser Elektronen sind oder ob eine kompliziertere Auffassung nötig ist[1]).

Qualitative Leitfähigkeitsmessung.

Da oberhalb 200°, zumal im Natriumdampf, wohl kein Material mehr vorzüglich isoliert, wollte ich innerhalb des Ofens kein festes Isolationsmaterial verwenden. Weil aber ein solcher Apparat später zu quantitativen Messungen dienen sollte, wurde der Kunstgriff angewandt, daß die Elektrode durch eine möglichst enge Röhre nach außen geführt ward, wo sie dann mit Bernstein isoliert werden konnte. Die Destillation des Natriumdampfes bei dem herrschenden sehr kleinen Dampfdruck, war infolge dieser Einrichtung wohl sehr gering.

Den Apparat zeigt die Figur. An das Glasrohr AB (3 cm weit, 8 cm lang) ist das etwas engere Glasrohr BC angesetzt. In dieses ist bei C das eingestülpte Glasrohr CDE eingekittet. In das letztere ist ein Bernstein E gekittet, der die Nickelelektrode N am Stift L hält. Das enge Rohr a verhindert ein zu schnelles Destillieren des Natriumdampfes nach der kalten Seite zu. Die Kapillare K führt zu einem Glashahn, einem Entladungsrohr zum Prüfen des Vakuums und einem zweiten Hahn, hinter dem die Ölpumpe kam.

Da im Ofen das Glas leitend wird und dann die Spannung des Heizstromes des elektrischen Ofens nach innen gelangen kann, muß das Feld durch Metallbelegungen überall definiert sein. Deshalb sind alle Teile links bis zur Stelle Q innen versilbert und umschließen so als äußere Elektrode die innere Elektrode N. Mittels des eingeschmolzenen Platindrahtes S wurden Akkumulatoren an die äußere Elektrode (Versilberung des Innern des Rohres AB) angelegt. RC sowie CDE waren innen gleichfalls versilbert und zwar zur Erde abgeleitet. In diesem versilberten Schutzring steckte also der Bernstein E. Lediglich der Ring QR war nicht versilbert, um die Spannung führende äußere Elektrode von der geerdeten Versilberung zu isolieren. Damit nicht etwa geschmolzenes Natrium die isolierende Stelle QR überbrücken könne, war der Durchmesser des Rohres AB etwas weiter genommen als der des anstoßenden Rohres.

Versuche.

Zunächst wurde mit der absolut dicht befundenen Röhre ein sorgfältiger Versuch ohne Natrium gemacht. Die ausgepumpte Röhre steckte etwa bis T im Ofen. Der Ofen hatte innen ein dickes Kupferrohr, so daß die Temperatur sehr gut definiert war. Die Isolation war sehr gut. Das Elektrometer gab 2000 Skt. pro Volt. Nach Anlegen der Akkumulatoren (deren anderer Pol mit dem Elektrometergehäuse usw. verbunden war) an S wurde die Erdleitung des Meßquadranten aufgehoben. Von 240° an war ein Wandern des Elektrometers im Sinn der angelegten Spannung zu beobachten. Der Ausschlag pro Minute verminderte sich aber sehr stark, nach Erhitzen auf 320°. Bei 250° zeigte nunmehr, nach dem höheren Erhitzen, das Elektrometer keinen Strom mehr an, bei Temperaturen über 250° einen viel schwächeren als vorher. Die Isolation aller mit dem Meßquadranten verbundenen Teile gegen Erde (bzw. gegen die geerdeten Versilberungen) erwies sich auch bei der hohen Temperatur als vollkommen dadurch, daß der Ausschlag über die ganze Skala der Zeit proportional war.

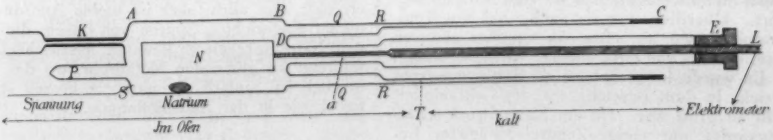


Fig. 1.

Diesen Ausschlag beim bloßen Erhitzen halte ich für bedingt durch die Ionisation, die man z. B. bei ziemlich schwach erhitzten Platindrähten beobachtet. Dafür spricht seine Abhängigkeit von der Gasbeladung der Metalle (Nickel und Silber), die natürlich durch das Erhitzen im Vakuum vermindert wird. Silber muß den Effekt stark zeigen, weil es viel Sauerstoff gelöst enthält (¾ Volum bei Zimmertemperatur).

1) Vgl. auch die Versuche von G. A. Schott, Nature **75**, 271, 461. Dieselben beziehen sich jedoch im Gegensatz zu den meinigen auf viel höhere Temperaturen, wo auch andere Körper Ionen entwickeln. Quantitativ sind dieselben wohl schwer auszubilden, was auch nicht versucht wurde.

Nun wurde abgekühlt, durch Rohr P Natrium eingeführt, P wieder zugeschmolzen und mit der Ölpumpe evakuiert. Von 210° an war ein starker Strom am Elektrometer bemerkbar. Es wurde schnell gemessen, weil das Springen der vom Natrium angegriffenen Röhre befürchtet wurde (es erfolgte in der Tat beim zweiten Erhitzen der Röhre). Deshalb war kein Gleichgewicht in der Verteilung des Natriumdampfes eingetreten und die Leitfähigkeit war anders, wenn die äußere Elektrode — als wenn sie + war. Ich teile wenig Zahlen mit, weil die Versuche gegenwärtig in einem reinen Metallgefäß wiederholt werden, wo die Einstellung des Gleichgewichts abgewartet werden kann. Versuche im Metallgefäß sind schon darum nötig, weil bis dahin der allerdings unwahrscheinliche Einwand gemacht werden kann, daß die Leitfähigkeit nicht dem Natrium für sich, sondern der Reaktion Natrium-Glas angehört. Allerdings war keine Schwärzung des Glases sichtbar.

Die weiter mitgeteilten Beobachtungen sind nach dem Erhitzen auf 330° erhalten; das Erhitzen war nach obigem notwendig, um die Leitfähigkeit ohne Natrium so stark herabzudrücken, daß sie bei den Temperaturen der Beobachtung nicht mehr zu bemerken gewesen wäre. Nach dem Erhitzen war der Strom bei einer bestimmten Temperatur viel größer als vorher, weil offenbar erst jetzt das Natrium überall hingekommen war. Ohne Natrium war die Leitfähigkeit nachher kleiner als vorher. Schon hieraus erhellt, daß sie vom Natrium herrührt. Überdies war sie auch, bei den Temperaturen, wo sie ohne *Na* meßbar gewesen wäre, mit *Na* von ganz anderer Größenordnung.

Es wurde indes nahezu ein Sättigungsstrom erreicht in dem Bereich, wo die Leitfähigkeit nicht zu groß war. Da der Dampfdruck schätzungsweise nur einige Zehntel Millimeter beträgt, ist ein vollkommner Sättigungsstrom nicht zu erwarten (die Versuche mit Gasfüllung mußten wegen Springens der Röhre verschoben werden). Die nebenstehende Kurve entspricht 233,8°, also einer Temperatur, wo ohne Natrium überhaupt kein Ausschlag mehr erhalten wurde. Die herausgegriffene Kurve zeigt den für die Gasleitung charakterischen Verlauf; zuerst sehr deutlich, Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes (bei 2—6 Volt), dann ein sehr flacher Teil (von 16—24 Volt Anstieg des Stromes nur um $^1/_{13}$), dann starkes Anwachsen. Das Anwachsen wurde bis 72 Volt verfolgt. Ich gebe noch ein Beispiel für den Anstieg des Sättigungsstromes mit der Temperatur (natürlich nur zur ungefähren Orientierung) bei —24 Volt.

234° 10 Skt. in 7,5 Sek.
220° 10 „ „ 23 „

Also für 14° auf das Dreifache.

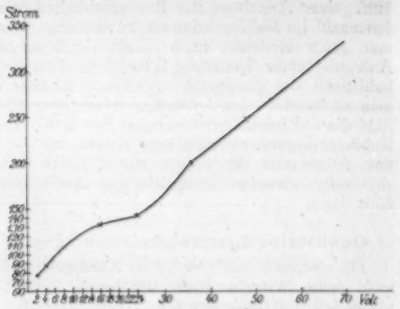


Fig. 2.

Das ist eine zusammengesetzte Größe. Erst wenn ich im Besitz von Dampfdruckkurven bin, kann ich die Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Temperatur, auf gleichen Dampfdruck bezogen, berechnen, was von großem Interesse ist.

Wenn man extrapoliert, so findet man, daß oberhalb 380° etwa die Leitfähigkeit mit dem Galvanometer meßbar wird. Man würde also in einem stark, etwa auf beginnende Rotglut, erhitzten Rohr äußerst große Ströme messen können. Aber für einen einwandfreien Nachweis der Erscheinung wären solche Messungen völlig wertlos, weil man nie wüßte, ob nicht das glühende Rohr allein schon die Ionen erzeugt; vor allem aber ist meine Anordnung darauf eingerichtet, Spuren von Gasen, die mit dem Natrium reagieren könnten, auszuschließen, während im glühenden Metallrohr, wo das unmöglich ist, einfach der nämliche Prozeß stattfindet wie in der Natriumflamme.

Qualitativer Zusammenhang zwischen Absorption und Leitfähigkeit.

Der angenommene Zusammenhang zwischen Absorption und Leitfähigkeit hat also dazu gedient, eine durch keine äußere Einwirkung veranlaßte Leitfähigkeit bei einer Temperatur zu entdecken, wo man sie sonst nicht erwartet hätte. Die Absorption beobachtete ich März 1908 im Würzburger Institut mit folgender Anordnung: das Natrium befand sich in einem an der Ölpumpe evakuierten 15 cm langen Glasrohr, dessen Enden ich zur besseren Durchsicht kugelförmig aufgeblasen hatte. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe. Als die Röhre in einem durch Glasplatten verschlossenen elektrischen Ofen erhitzt wurde, konnte ich bei genügender Dispersion (zwei Flintprismen) die äußerst feinen dunklen Natriumlinien von 190° an beobachten. Diesmal war sicher durch Natrium veranlaßte Leitfähig-

keit von 199° an bemerkbar. Diese Übereinstimmung ist gerade deshalb bemerkenswert, weil bei anderen Stoffen bei ähnlichen Temperaturen keine Absorption der Linienspektren und entsprechend keine Leitfähigkeit vorhanden ist: Quecksilber zeigt keine Absorption der Linien und, nach Messungen von J. J. Thomson, Strutt, Schuster, keine Leitfähigkeit, die größer wäre als die der Luft.

Ich beabsichtige einerseits quantitativ durch elektrische Messungen die Ionenzahl zu bestimmen. Andererseits will ich die Elektronenzahl bestimmen, in erster Linie durch Messung der Absorption, dann auch der Dispersion und der magnetischen Drehung. Das „Halbwertsintervall" (Voigt) oder eine entsprechende Charakteristik für die Breite der Linie kann vielleicht gemessen werden durch Benützung der Spaltung von D_1 durch den Zeemaneffekt, und Messung der Absorption an den hierdurch bestimmten Stellen. Optische Messungen an dem dunklen Dampf von wohldefinierter Temperatur und Dichte haben überhaupt Vorzüge vor den bisher meist an der Natriumflamme ausgeführten.

Schluß.

Die Leitfähigkeit des dunklen Natriumdampfes ist unter zwei Gesichtspunkten wichtig:

1. Für die Frage nach den Trägern der Linienserien. 2. So wie Natrium absorbieren auch die anderen Alkalimetalle die Hauptserie bei tiefen Temperaturen. Ich schließe daraus, daß sie auch im Dampfzustand ionisiert sind. Quecksilber dagegen zeigt keine Leitfähigkeit und keine Absorption unter diesen Bedingungen (bei hohen Temperaturen wahrscheinlich beides). Also scheinen die stark elektropositiven Alkalimetalle auch im Gaszustand mehr als andere Stoffe zur Ionenbildung zu neigen, gerade wie in Lösungen. Die weiteren Versuche bezüglich der Abhängigkeit des Sättigungsstromes in den Dämpfen verschiedener Alkalimetalle von der Temperatur, die in Arbeit sind, werden zeigen, ob man es mit einer Ionisation „durch Temperatur" d. h. etwa durch den Stoß der stets vorhandenen negativen Ionen infolge der Wärmebewegung zu tun hat. Für die Alkalimetalle wäre dann eine besonders niedrige Ionisierungsspannung anzunehmen. Ich darf vielleicht darauf hinweisen, daß Stark bei Quecksilberdampf eine niedrigere Ionisierungsspannung als bei den metalloiden Gasen fand. Hier scheint also die Stellung in der Voltaschen Spannungsreihe ausschlaggebend zu sein. Die kleine Ionisierungsspannung wäre somit ein gut definiertes Charakteristikum der Metalle.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich auf die Möglichkeit hinweisen, eine kürzlich von W. Wien[1]) aufgefundene Tatsache auf den Ionenstoß zurückzuführen. W. Wien zeigte, daß in einem Kanalstrahlenbündel ein Gleichgewicht besteht, das sich nach Ablenkung der ablenkbaren Ionen immer wieder herstellt. Die bewegten neutralisierten Teilchen verwandeln sich also immer wieder unter Beibehaltung ihrer Bewegung in geladene. Nun ist wohl für die Ionisierung durch Ionenstoß nur die Relativgeschwindigkeit zwischen Ion und neutralem Atom maßgebend. Somit müssen die ungeladenen Kanalstrahlenteilchen beim Zusammenstoß mit den stets vorhandenen negativen Elektronen ein Elektron abspalten.

Bisher wurde stets eine Ionisierung durch hohe Temperatur eingeführt und zum Teil auf Zusammenstöße neutraler Teilchen geschoben. Es scheint indes nie notwendig, dies anzunehmen (die Möglichkeit soll nicht geleugnet werden), da man stets den Zusammenstoß zwischen Molekül und Elektron (das infolge des Radiums stets überall vorhanden ist) dafür verantwortlich machen kann.

Dem Vorstand des theoretisch-physikalischen Instituts der Universität Leipzig, Herrn Prof. Des Coudres, möchte ich für die weitgehende Unterstützung, die er dieser Arbeit durch gütige Gewährung der Mittel angedeihen ließ, meinen wärmsten Dank aussprechen.

Leipzig, Theoretisch-physikalisches Institut, 3. Mai 1909.

1) Ann. d. Phys. **27**, 1025, 1908.

(Eingegangen 4. Mai 1909.)

Die Verwendung des Zinksulfids für die Braunsche Röhre.

Von F. Giesel und J. Zenneck.

Ein gewisser Mangel der Braunschen Röhre in der bisherigen Ausführung besteht darin, daß die Lichtstärke der für die Röhre gebrauchten lumineszierenden Substanzen für photographische Momentaufnahmen nicht ausreicht, wenn es sich um verhältnismäßig rasch veränderliche Ströme handelt. Man kann diesem Mangel wohl abhelfen, indem man durch besondere Anordnungen dafür sorgt, daß der Fleck[1]) auf dem Schirm der Braunschen Röhre oder wenigstens sein Bild[2]) auf der photographischen Platte die Stromkurve mehrfach durch-

1) J. Zenneck, Wied. Ann. **69**, 838, 1899; L. Mandelstam, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1, 124, 1907 u. im Prinzip dieselbe Methode bei D. Roschansky, diese Zeitschr. **9**, 627, 1908.

2) E. E. Seefehlner, Optische Methoden zu Wechselstromuntersuchungen. Wien 1900. J. Zenneck, Ann. d. Phys. **20**, 584, 1906.

läuft. Aber die dafür vorgeschlagenen Anordnungen sind nicht immer einfach, nicht immer verwendbar und es ist in vielen Fällen (z. B. bei der Entladung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke) mit Schwierigkeiten verknüpft, die Vorgänge so regelmäßig zu gestalten, daß die Stromkurve stets in genau derselben Weise durchlaufen wird und somit keine störenden Unschärfen entstehen.

Günstiger würde es auf alle Fälle sein, wenn es gelänge, eine Substanz für den Schirm der Braunschen Röhre ausfindig zu machen, die Kathodenlumineszenz von viel größerer photographischer Wirksamkeit zeigte als die bisher benutzten.

Wir haben deshalb versucht, verschiedene lumineszierende Substanzen auf ihre Verwendbarkeit in der Braunschen Röhre zu prüfen

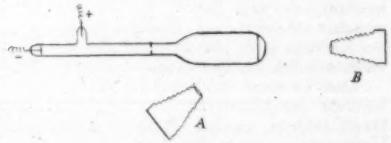


Fig. 1.

und insbesondere auch das Gieselsche Zinksulfidpräparat[1]), das sich für verschiedene andere Zwecke sehr gut bewährt hat[2]), zum Vergleich heranzuziehen.

Die Gesichtspunkte, die bei einem solchen Vergleich maßgebend sein müssen, sind wohl:

1. photographische Wirkung bei Aufsicht (Stellung *A* (Fig. 1) des Apparats).

2. photographische Wirkung bei Durchsicht (Stellung *B* (Fig. 1) des Apparats). Obwohl für Momentaufnahmen von Stromkurven wohl fast stets die Stellung *A* des Apparats gebraucht wird, kann doch für manche Fälle (Drehfelder, Charakteristik) die Stellung *B* notwendig werden. Nun verhalten sich die verschiedenen Substanzen für die Betrachtung in der Aufsicht und Durchsicht sehr verschieden; manche müssen in ziemlich dicker Schicht aufgestrichen werden, um in der Aufsicht genügend stark zu leuchten, sind dann aber in der Durchsicht fast unbrauchbar.

3. Helligkeit des Lumineszenzlichtes für das Auge. Bei gleicher photographischer Wirkung würde von zwei Substanzen diejenige vorzuziehen sein, die dem Auge heller erscheint und demnach zur Demonstration geeigneter ist.

4. Einfluß des Nachleuchtens.

5. Abgabe von Gasen und dadurch Verschlechterung des Vakuums.

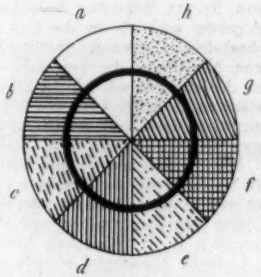


Fig. 2.

Das Verfahren bei der Prüfung nach 1. und 2. muß garantieren, daß die verschiedenen Substanzen, die verglichen werden sollen, unter genau denselben Umständen sich befinden. Es wurde dies in folgender Weise erreicht. Der kreisrunde Schirm der Braunschen Röhre wurde in Sektoren (Fig. 2) geteilt und jeder der Sektoren mit einer der Substanzen bestrichen. Auf das Kathodenstrahlenbündel ließen wir ein möglichst kreisförmiges Drehfeld wirken, so daß der Fleck mit gleichförmiger Geschwindigkeit den in Fig. 2 schwarz gezeichneten Kreis durchlief. Man brauchte

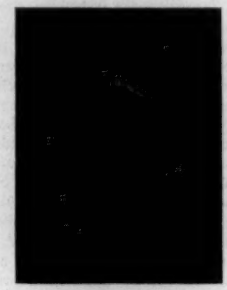


Fig. 3.

das Bild dann nur zu photographieren, um einen Maßstab für die photographische Wirkung der Lumineszenz bei den verschiedenen Substanzen zu haben.

Das Resultat solcher Aufnahmen zeigen die Fig. 3 und 4, die erstere bei Aufsicht (Stellung *A*

1) Dasselbe wird von der Chininfabrik Braunschweig, Dr. Buchler & Co., hergestellt.

2) Demonstration von ultravioletten und ultraroten Strahlen (F. Giesel, diese Zeitschr. **4**, 862, 1903); Verstärkungsschirm bei Röntgenaufnahmen (Danneberg, diese Zeitschr. **8**, 787, 1907); Nachweis von α-Strahlen bzw. Emanationen (F. Giesel, Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. **35**, 3610, 1902 u. **36**, 729, 1903).

Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

(Fig. 1) des Apparats), die letztere bei Durchsicht (Stellung *B*, (Fig. 1) des Apparats). Sie beweisen die Überlegenheit des Gieselschen Zinksulfids sowohl in der Aufsicht als in der Durchsicht[1]).

Die beiden Substanzen, die neben dem Zinksulfid in Fig. 3 und 4 liegen und ebenfalls leidliche photographische Wirkung ergeben, besitzen den Nachteil ganz geringer Wirkung auf das Auge. Dasjenige Präparat (wohl Schwefelkalzium), mit dem die Braunschen Röhren der Firma Dr. Geißlers Nachfolger (F. Müller[2]) in der letzten Zeit versehen wurden, — es befand sich auf dem den Zinksulfid gegenüberliegenden Sektor —, steht in der Helligkeit für das Auge dem Zinksulfid kaum nach, liefert aber auf den nicht orthochromatischen empfindlichen Platten ganz geringe Wirkung. Der Unterschied zwischen diesen beiden Präparaten wird sehr viel geringer, wenn man orthochromatische, gut gelb und grün empfindliche Platten verwendet (Fig. 5, Perorthoplatte von Perutz). Allein diesem Umstand ist wenig Gewicht beizulegen. Diese Platten besitzen im Verhältnis zu den hochempfindlichen gewöhnlichen Platten sehr viel geringere Allgemeinempfindlichkeit und kommen deshalb für Momentaufnahmen im vorliegenden Fall wenig in Betracht.

Da das Zinksulfid stark nachleuchtet, so lag der Verdacht vor, daß dieses Nachleuchten stören könnte. Die obenstehende Momentaufnahme (Fig. 6) der Stromkurve[3]) eines Wechselstromes von 50 Perioden zeigt aber, daß das Nachleuchten dafür nichts schadet; seine Helligkeit scheint unmerklich gering zu sein gegenüber der Helligkeit, während der Schirm von den Kathodenstrahlen getroffen wird.

Bezüglich der Gasabgabe war es bei der gewählten Anordnung nicht möglich, das Zinksulfid mit den anderen Präparaten zu vergleichen. Die Tatsache indes, daß das Vakuum in der Röhre sich ebensogut gehalten hat wie in anderen Braunschen Röhren[1]), schließt es aus, daß das Zinksulfid oder das zum Auftragen auf den Schirm notwendige Bindemittel in dieser Richtung unangenehme Eigenschaften besitzt.

1) Es ist unbedingt notwendig, die Röhren beim Evakuieren längere Zeit zu erhitzen.

Braunschweig, 28. März 1909, physik. Inst. der techn. Hochschule.

(Eingegangen 17. April 1909.)

1) Das Zinksulfid befindet sich in Fig. 3 oben rechts, in Fig. 4 oben links. — Unter den Substanzen, mit denen die übrigen Sektoren bestrichen waren, befand sich auch das Kalziumwolframat, das der eine von uns (J. Zenneck, l. c.) für die Braunsche Röhre empfohlen hatte.

2) Die zu den vorliegenden Versuchen benutzte Röhre wurde uns von dieser Firma freundlichst zur Verfügung gestellt.

3) Die andere Hälfte der Stromkurve lag auf dem Sektor mit Schwefelkalzium und ergab keine Wirkung auf die Platte.

Über die spezifische Geschwindigkeit der Ionen in flüssigen Dielektrikas.

Von Cäcilia Böhm-Wendt und E. v. Schweidler.

Durch Anwendung der für die Ionenleitung in Gasen geltenden Theorien auf die an einigen schlechtleitenden Flüssigkeiten (Petroleum, Petroleum-Hexanmischung, Olivenöl) empirisch beobachteten Erscheinungen hat der eine von uns[1]) bereits vor einigen Jahren die Summe der spezifischen Geschwindigkeiten der positiven und der negativen Ionen der Größenordnung nach ermittelt. Das damalige Resultat war, daß ein

1) E. v. Schweidler, Wien. Ber. 113, 881, 1904.

scharf definierter Wert für diese Größe nicht vorhanden ist, sondern daß — offenbar infolge Übereinanderlagerung der Wirkung von gleichzeitig vorhandenen Ionenarten mit verschiedenen Beweglichkeiten — experimentell nur Mittelwerte gefunden werden können, die je nach den Versuchsbedingungen variieren und die bei den obenerwähnten Flüssigkeiten zwischen den Grenzen von ca. $200 \cdot 10^{-7}$ und $1 \cdot 10^{-7}$ $\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ lagen.

Eine bedeutende Vereinfachung der Methode der Berechnung erhält man bei der Untersuchung der Leitung, die in solchen Flüssigkeiten durch die Wirkung von Becquerelstrahlen hervorgerufen wird und die bereits von P. Curie[1]) und von G. Jaffé[2]) genauer untersucht wurde.

Theorie der Versuche.

a) Unter der vereinfachten Voraussetzung, daß durch Absorption von Becquerelstrahlen in der Flüssigkeit nur eine Gattung von Ionenpaaren erzeugt werde, erhält man folgende Gleichungen:

1. Bei Anwendung hinreichend kleiner Spannungen bleibt der beobachtete Strom ein Ohmscher und die hieraus berechnete Leitfähigkeit λ_0 ist (in stat. Einh.) gegeben durch:

$$\lambda_0 = n_0 \varepsilon (u + v) = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \cdot \varepsilon (u + v),$$

wenn q die Anzahl der pro Volum und Zeiteinheit erzeugten Ionenpaare, ε die Ionenladung, $(u + v)$ die Summe der spezifischen Geschwindigkeiten der positiven und der negativen Ionen und α den Koeffizienten der Wiedervereinigung in der Formel $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$ bezeichnet.

2. Durch Anwendung hinreichend großer Spannungen erhält man den Sättigungsstrom:

$$S = q \varepsilon V,$$

wenn V das Volum des Stromfeldes bezeichnet.

3. Von P. Langevin[3]) wurde nachgewiesen, daß der Ausdruck:

$$\eta = \frac{K \alpha}{4 \pi \varepsilon (u + v)} \leqq 1,$$

und zwar in dichten Gasen und Flüssigkeiten gleich eins wird. K ist hierbei die Dielektrizitätskonstante des betreffenden Mediums.

Aus der Kombination dieser drei Gleichungen ergibt sich:

$$(u + v) = \frac{4 \pi}{K} \cdot \frac{\lambda_0^2 V}{S}$$

und daraus weiterhin die Werte für q und α.

b) Wie G. Jaffé[1]) experimentell gezeigt hat, entspricht die oben eingeführte vereinfachte Annahme nicht der Wirklichkeit. Die als Funktion der Spannung E dargestellte Stromstärke i läßt sich in zwei Bestandteile zerlegen:

$$i = i_1 + i_2 = f(E) + l \cdot E,$$

von denen der erste analog wie in Gasen asymptotisch einem Sättigungswerte zustrebt, während der zweite sich wie ein Ohmscher Strom verhält. Der erste Teil entspricht dem von relativ leicht beweglichen Ionen, der zweite dem von Ionen geringer Beweglichkeit getragenen Strome.

Die früher aufgestellten Gleichungen sind dann auf den Strom i_1 anzuwenden und liefern die Werte von $(u + v)$, α und q für die Ionen größerer Beweglichkeit.

c) Eine zweite Art der angenäherten Bestimmung von $(u + v)$ ergibt sich ohne Zuhilfenahme der Langevinschen Gleichung (3) aus der Bestimmung der Leitfähigkeit λ_0, des Sättigungsstromes S und des zeitlichen Stromverlaufes nach Entfernung der ionisierenden Strahlungsquelle.

Es werde zur Zeit $t = 0$ das ionisierende Präparat entfernt und damit $q = 0$; die Anzahl der in der Flüssigkeit pro Volumeinheit vorhandenen Ionen nimmt dann ab nach der Differentialgleichung:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2 - \beta n,$$

wobei αn^2 die Wirkung der Wiedervereinigung, βn die durch den Strom selbst ausgeschiedene Ionenzahl darstellt, welche ja der Leitfähigkeit und somit der jeweilig vorhandenen Ionenzahl proportional ist.

Die Integration ergibt:

$$n = \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{1}{C e^{\beta t} - 1}, \text{ wobei } C = 1 + \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{1}{n_0}.$$

Bildet man nun den Ausdruck:

$$\Delta n = n_0 - n_t = -\int_0^t \frac{dn}{dt} dt,$$

so erhält man: $\Delta n = \Delta' n + \Delta'' n$, wobei:

$$\Delta' n = \int_0^t \alpha n^2 dt \text{ und}$$

$$\Delta'' n = \int_0^t \beta n \, dt = \frac{\beta}{\alpha} \lg \text{nat} \frac{n_0 + \frac{\beta}{\alpha}}{n_t + \frac{\beta}{\alpha}}.$$

1) P. Curie, Compt. rend. **134**, 420, 1902.
2) G. Jaffé, Journ. de phys. (4) **5**, 262, 1906; Ann. d. Phys. **25**, 257, 1908 und **28**, 326, 1909.
3) P. Langevin, Compt. rend. **140**, 1011, 1908.

1) G. Jaffé, l. c.

Falls die obere Grenze t unendlich, also $n_t = 0$ wird, vereinfacht sich dies in:

$$\frac{\Delta'' n}{\Delta n} = \frac{1}{n_0}\frac{\beta}{\alpha}\lg\frac{n_0+\beta/\alpha}{\beta/\alpha} = \frac{\beta n_0}{\alpha n_0^2}\lg\frac{\alpha n_0^2+\beta n_0}{\beta n_0}.$$

Unter der Voraussetzung, daß zur Zeit $t = 0$ Ohmscher Strom vorhanden war, ist aber $\alpha n_0^2 = q = \frac{S}{\varepsilon V}$ und $\beta n_0 = \frac{i_0}{\varepsilon V}$, somit ist

$$\frac{\Delta'' n}{\Delta n} = \frac{i_0}{S}\lg\left(1+\frac{S}{i_0}\right).$$

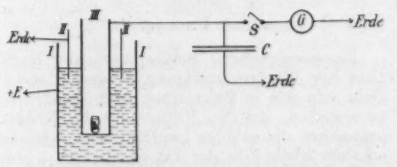
Dieser Ausdruck, seiner Natur nach ein echter Bruch, gibt an, welcher Bruchteil der ursprünglich vorhandenen Ionen an die Elektroden geführt wird. Beobachtet man also experimentell nach Entfernung des strahlenden Körpers das Stromintegral $Q = \int_0^\infty i\,dt$, so gibt das Produkt $Q\frac{\Delta n}{\Delta'' n}$ die Gesamtladung $n_0 \varepsilon V$ der zur Zeit 0 vorhandenen Ionen. Hieraus und aus $\lambda_0 = n_0 \varepsilon (u+v)$ berechnet sich dann die Summe der spezifischen Geschwindigkeiten.

Wenn die untersuchte Flüssigkeit auch ohne Einwirkung einer Strahlung eine merkliche Leitung zeigt, ist bei der Berechnung von $\int i\,dt$ nur der Überschuß des Stromes über den stationären Endwert einzusetzen.

Versuchsanordnung.

Die Flüssigkeit (Petroläther, Vaselinöl) befand sich zwischen zwei konzentrischen Hohlzylindern; das Stromfeld besaß ein Volum von 450 cm³ und eine Widerstandskapazität von $\frac{1}{128}$ cm^{-1}; die Elektrodendistanz betrug 2 cm.

Der äußere Zylinder I ist auf ein konstantes positives Potential E geladen, der Zylinder II ist dauernd geerdet und bildet in der üblichen Weise einen Schutzring; Zylinder III, die Kathode, ist im allgemeinen durch den Schlüssel S über das Galvanometer G zur Erde abgeleitet, und dieses zeigt stärkere Ströme durch seinen Dauerausschlag an. Schwache Ströme werden ballistisch gemessen: der Schlüssel S wird während einer Zeit τ geöffnet und die parallel geschaltete Kapazität C, ein Glimmerkondensator von 1 Mikrofarad, wird mit der Elektrizitätsmenge $i\tau$ geladen; durch Schließen von S läßt sich $i\tau$ aus dem ballistischen Ausschlage des Galvanometers bestimmen. Die während der Unterbrechungszeit erfolgende Potentialzunahme der inneren Belegung beträgt nur Bruchteile eines Volt, die Potentialdifferenz zwischen I und III (mindestens 50 Volt) ist daher praktisch als unverändert zu betrachten. Wie Kontrollversuche zeigten, ist auch der Ladungsverlust im Kondensator selbst durch Leitung und Rückstandsbildung praktisch zu vernachlässigen.



Der Reduktionsfaktor des Galvanometers betrug (zufällig) 1,00 $\frac{\text{st. E.}}{\text{mm}}$ für Dauerstrom und 4,00 $\frac{\text{st. E.}}{\text{mm}}$ für ballistische Ausschläge.

Die radioaktiven Präparate wurden in den inneren Zylinder III gebracht.

Versuchsergebnisse.

A. Petroläther. Zunächst wurde unter Anwendung verschieden starker Radiumpräparate (Radium-Bariumchlorid in Quarz- oder Glasröhrchen eingeschlossen) die von ihnen bei kleinen Spannungen erzeugte Leitfähigkeit λ_0 berechnet. Da die Ionisierungsstärke q — abgesehen von der eventuell nicht gleichen Absorption der Strahlung in den verschiedenen Gefäßen, in welchen die Präparate eingeschlossen sind — dem Radiumgehalt m proportional ist, folgt, daß die erzielte Leitfähigkeit λ_0 proportional $\sqrt{m}$ sein soll.

Folgende Tabelle gibt eine Zusammenstellung von m, $\sqrt{m}$, λ_0 und dem — theoretisch konstanten — Quotienten $\frac{\lambda_0}{\sqrt{m}}$. Bei Präparat M 0, dessen Radiumgehalt nicht bekannt war, bedeuten die eingeklammerten Werte die aus dem Mittelwerte von $\frac{\lambda_0}{\sqrt{m}}$ bei den drei ersten Präparaten berechneten Werte.

Präparat	m (in mg)	$\sqrt{m}$	λ_0 (in st. E.)	$\frac{\lambda_0}{\sqrt{m}}$
E 1	15,3	3,91	$56 \cdot 10^{-3}$	$14{,}3 \cdot 10^{-3}$
E 2	0,39	0,625	$8{,}8 \cdot 10^{-3}$	$14{,}1 \cdot 10^{-3}$
E 3	0,041	0,202	$2{,}73 \cdot 10^{-3}$	$13{,}5 \cdot 10^{-3}$
M 0	(8,4)	(2,90)	$40{,}6 \cdot 10^{-3}$	$(14{,}0 \cdot 10^{-3})$

Bei Anwendung von Präparat E 3 ergab sich folgende Beziehung zwischen Spannung E und Stromstärke i bzw. Leitwert L:

E	i	L
50 Volt = 1/9 st. E.	$46{,}6 \cdot 10^{-3}$ st. E.	$280 \cdot 10^{-3}$ st. E.
100 „ = 1/3 „	$78{,}0 \cdot 10^{-3}$ „	$234 \cdot 10^{-3}$ „
200 „ = 2/3 „	$127 \cdot 10^{-3}$ „	$190 \cdot 10^{-3}$ „
300 „ = 1 „	$161 \cdot 10^{-3}$ „	$161 \cdot 10^{-3}$ „
2700 „ = 9 „	$280 \cdot 10^{-3}$ „	$31 \cdot 10^{-3}$ „

Hieraus berechnet sich durch Extrapolation für $i = 0$: $L_0 = 350 \cdot 10^{-3}$, resp. $\lambda_0 = 2{,}73 \cdot 10^{-3}$ stat. Einh.

Setzt man den Sättigungsstrom $S = 280 \cdot 10^{-3}$ st. E., entsprechend dem bei hoher Spannung direkt beobachteten Werte, so ergibt die Formel: $(u+v) = \frac{4\pi}{K} \cdot \frac{\lambda_0^2 V}{S}$ den Wert:

$$(u+v) = 0{,}076 \text{ st. E.} = 0{,}25 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}.$$

Offenbar ist aber hier der Wert von S zu hoch gegriffen, da im beobachteten Strom eine Übereinanderlagerung eines gesättigten und eines Ohmschen Stromes stattfindet, wie bereits früher erwähnt wurde. Eine untere Grenze für S ergibt sich aus der Annahme, daß der erste Bestandteil i_1 bei 300 Volt bereits gesättigt sei und die weitere Zunahme bei steigender Spannung nur vom Teile i_2 herrühre; man erhält so $S = 146 \cdot 10^{-3}$ st. E. und $i_2 = 15 \cdot E$.

In diesem Falle ist also S rund auf die Hälfte und damit $(u+v)$ auf das Doppelte des früheren Wertes zu korrigieren.

Das arithmetische Mittel dieser beiden Grenzfälle ($S = 210 \cdot 10^{-3}$) liefert dann:

$$(u+v) = 0{,}114 \text{ st. E.} = 0{,}38 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

und damit wenigstens die Größenordnung der spezifischen Geschwindigkeit der leichtbeweglichen Ionen, die in Petroläther durch die Radiumstrahlung erzeugt werden.

Für die Ionen der Elektrolyte in wäßrigen Lösungen berechnet man bekanntlich aus dem Äquivalentleitvermögen Werte von $0{,}2 \cdot 10^{-3}$ bis $4{,}0 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, also derselben Größenordnung. Ebenso berechnet sich in derselben Weise wie oben aus von G. Mie[1]) mitgeteilten Beobachtungen über die elektrische Leitung in Äthyläther der analoge Wert:

$$(u+v) = 0{,}53 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}.$$

Über die spezifische Geschwindigkeit der Ionen des zweiten Typus, welche den Strom i_2 tragen, läßt sich aus diesen Versuchen nichts Bestimmtes aussagen.

Die obenerwähnte zweite Methode der Berechnung ergab folgende Resultate:

Das Präparat *Mo* lieferte eine Leitfähigkeit $\lambda_0 = 40{,}6 \cdot 10^{-3}$ st. E.; der Sättigungsstrom S konnte nicht direkt beobachtet werden, berechnet sich aber aus der Proportionalität mit dem Radiumgehalt m und aus dem für Präparat E_3 angenommenen Mittelwerte $S = 210 \cdot 10^{-3}$ zu $\frac{8{,}4}{0{,}041} \cdot 210 \cdot 10^{-3} = 42$ st. E. (der Stromstärke).

1) G. Mie, Ann. d. Phys. **28**, 597, 1908.

Wurde bei einer Spannung von 300 Volt (beobachteter Strom $i_0 = 5{,}2$ st. E.) gleichzeitig mit der Entfernung des Radiumpräparates der Schlüssel geöffnet und nach einigen Minuten wieder geschlossen, so ergab sich ein ballistischer Ausschlag, der für die Größe $Q = \int i\,dt$ im Mittel den korrigierten (bez. stationären Endwertes) Wert von 42 st. E. (der Ladung) lieferte. Hieraus berechnet sich

$$n_0 \varepsilon V = Q \frac{S}{i_0 \lg\left(1 + \frac{S}{i_0}\right)} = 150 \text{ st. E.},$$

also $n_0 \varepsilon = 0{,}33 \frac{\text{st. E.}}{\text{cm}^3}$.

Hieraus und aus λ_0 erhält man dann:

$$(u+v) = 0{,}123 \text{ st. E.} = 0{,}41 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

in guter Übereinstimmung mit den Resultaten der ersten Methode.

Setzt man im Mittel für Petroläther $(u+v) = 0{,}12$ st. E., so ergibt sich $\alpha = 3{,}5 \cdot 10^{-10}$.

B. Vaselinöl. Diese Substanz ergab eine bedeutend geringere Leitfähigkeit; auch war innerhalb des verfügbaren Spannungsintervalles eine Abweichung vom Ohmschen Gesetze nicht zu konstatieren, daher auch der Sättigungsstrom nicht zu bestimmen, so daß die Anwendung der obigen Formeln undurchführbar wird.

Unter der Annahme, daß in erster roher Annäherung die Ionisierungsstärke desselben Radiumpräparates in Vaselinöl und Petroläther gleich sei, und mit Benützung der Langevinschen Gleichung ergibt sich, daß in den beiden Flüssigkeiten sei:

$$\lambda_0 : \lambda'_0 = \frac{(u+v)}{\sqrt{\alpha}} : \frac{(u'+v')}{\sqrt{\alpha'}} = \sqrt{(u+v)} : \sqrt{(u'+v')}.$$

Bei Verwendung des Präparates *Mo* war
in Petroläther $\lambda_0 = 41 \cdot 10^{-3}$ st. E.,
„ Vaselinöl $\lambda'_0 = 4{,}7 \cdot 10^{-3}$ „

Es ist also $\frac{\lambda'_0}{\lambda_0} = 0{,}115$ und $\frac{(u'+v')}{(u+v)} = 0{,}013$, somit in Vaselinöl:

$$(u'+v') = 0{,}0016 \text{ st. E.} = 5{,}3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}.$$

Dementsprechend müßte auch der Koeffizient der Wiedervereinigung α rund 80 mal so klein sein wie in Petroläther, und es ist daher zu erwarten, daß bei Entfernung des Radiumpräparates die erhöhte Leitfähigkeit noch lange erhalten bleibt. In der Tat ergab sich 4 Stdn. nach Entfernung des Radiumpräparates noch ein merklich höherer Wert als der der Eigenleitfähigkeit des Vaselinöls entsprechende.

Wien, II. physikalisches Institut April 1909.

(Eingegangen 14. April 1909.)

Über eine Verallgemeinerung der Eulerschen Knickformel.

Von Max Born.

Einleitung. In meiner Dissertation[1]) habe ich unter anderem das Problem behandelt, die stabilen Gleichgewichtslagen eines als unendlich dünn und gewichtslos vorausgesetzten Drahtes zu finden, der an einem Ende festgeklemmt ist und am andern einen starren Körper trägt. Hierbei ergab sich speziell, daß bis zu einer gewissen Drahtlänge die geradlinige Form eine stabile Gleichgewichtslage ist, wenn der Schwerpunkt des starren Körpers auf dem Drahte oder seiner geradlinigen Verlängerung liegt; die Drahtlänge, bis zu der Stabilität vorhanden ist, wird durch Knickformeln gegeben, die die bekannte Eulersche als denjenigen Spezialfall enthalten, bei dem der Schwerpunkt des starren Körpers mit seiner Befestigungsstelle am Drahte zusammenfällt. Für diese Formeln will ich im folgenden eine direkte Ableitung geben und sie gleichzeitig auf einen früher unberücksichtigt gebliebenen Fall ausdehnen. Die Methode[2]) unterscheidet sich von der in der Dissertation angewandten durch folgendes: Die stabilen Gleichgewichtslagen entsprechen solchen Kurven, für die die potentielle Energie des Systems ein wirkliches Minimum hat; ob ein solches eintritt, darüber entscheidet hier wesentlich das Jacobische Kriterium der Variationsrechnung. Während die Anwendung desselben im Falle beliebiger elastischer Linien die Konstruktion der Enveloppe dieser Kurven notwendig machte, gelingt in dem einfachen Falle der geradlinigen Lösung die Integration der sog. Jacobischen Differentialgleichung, deren den Randbedingungen genügende Lösung durch die Strecken, in denen sie nicht durch Null geht, stabile Stücke der elastischen Linien definiert.

§ 1. Die potentielle Energie des belasteten Drahtes.

Wird ein im Verhältnis zu seiner Länge sehr dünner, vollkommen elastischer, isotroper Draht an dem einen Ende A eingeklemmt, während am andern B ein schwerer starrer Körper befestigt ist, dessen Schwerpunkt S auf der Tangente an den Draht in B liegt, so ist leicht einzusehen, daß als Gleichgewichtsfiguren nur elastische Linien in einer vertikalen Ebene in Betracht kommen; genau dieselben Formen nehmen auch elastische dünne Bänder an, die in analoger Weise belastet sind. Die Deformationsenergie der Längeneinheit eines solchen, in einer Ebene gebogenen Drahtes oder Bandes kann proportional dem Quadrate seiner Krümmung[1]) angesetzt werden, sobald seine in jener Ebene gemessene Querdimension gegen seine Länge zu vernachlässigen ist.

Ist also ds das Bogenelement, l die Länge, ϱ der Krümmungsradius des Drahtes, so wird seine potentielle Energie

$$U = \int_0^l \frac{A}{2} \frac{1}{\varrho^2} ds, \qquad (1)$$

wo die positive Konstante A die Biegungssteifigkeit mißt; sie hängt von der Form des (dünnen) Querschnitts ab.

Die Bogenlänge s wollen wir stets von dem belasteten Ende B des Drahtes an nach dem festgeklemmten A hin rechnen. Die wachsenden s entsprechende Richtung der Tangente an den Draht möge mit der nach oben weisenden Vertikalen den Winkel ϑ bilden, der längs des Drahtes eine Funktion von s ist. Sind dann x, y rechtwinkelige Koordinaten in der Vertikalebene, so ist bekanntlich

$$\frac{dx}{ds} = \cos\vartheta, \quad \frac{dy}{ds} = \sin\vartheta,$$

und die Krümmung:

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{d\vartheta}{ds} = \vartheta'. \qquad (2)$$

Gegeben ist der Wert von ϑ am Ende A des Drahtes, d. h.

$$\vartheta(l) = \Theta. \qquad (3)$$

Wegen (2) läßt sich die Deformationsenergie durch ϑ ausdrücken, denn es wird:

$$U = \int_0^l \frac{A}{2} \vartheta'^2 ds. \qquad (4)$$

Aber auch die potentielle Energie des starren Körpers läßt sich durch den Winkel ϑ allein ausdrücken. Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem der Schwerpunkt S jenseits oder diesseits der Befestigungsstelle B liegt (Fig. 1 und 2).

Ist r der Abstand der Punkte B und S, P das Gewicht des starren Körpers, h die Höhe von B über der zu A gehörenden Horizontalen, endlich ϑ_0 der Winkel der Tangente in B mit der Vertikalen, so ist offenbar das Potential der Schwere

$$\text{im Falle I: } V = P(h - r\cos\vartheta_0),$$
$$\text{„ „ II: } V = P(h + r\cos\vartheta_0).$$

1) M. Born, Untersuchungen über die Stabilität der elastischen Linie in Ebene und Raum, unter verschiedenen Grenzbedingungen. Diss. Göttingen 1906.

2) Die übliche Ableitung der Eulerschen Knickformel stimmt im wesentlichen mit der hier auf den allgemeineren Fall angewandten Methode überein; doch ziehe ich es vor, die Übereinstimmung in der Ausdrucksweise mit der in der Variationsrechnung gebräuchlichen herzustellen.

1) Vgl. etwa: Love, Treatise on the Theory of Elasticity, II, Kap. XV. Deutsche Ausgabe, übersetzt von A. Timpe, Kap. XIX, § 262 ff.

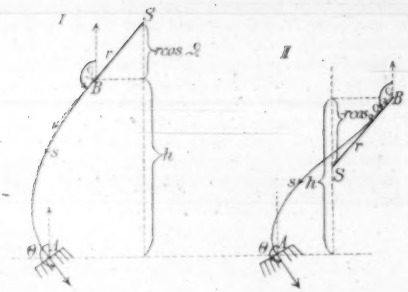


Fig. 1. Fig. 2.

Beide Fälle lassen sich in den einen Ausdruck

$$V = P(h + r\cos\vartheta_0) \qquad (5)$$

zusammenfassen, wenn wir im Falle I r negativ, im Falle II positiv rechnen, wie es mit der Messung der Bogenlänge s von B nach A hin übereinstimmt. Offenbar ist nun bis auf eine additive Konstante:

$$V = \int_0^l P\{-\cos\vartheta + r\sin\vartheta\cdot\vartheta'\}\,ds. \qquad (6)$$

Die stabilen Gleichgewichtslagen werden nun durch folgendes Variationsproblem definiert:

Es soll die Funktion $\vartheta(s)$, deren Wert Θ für $s = l$ gegeben ist, so bestimmt werden, daß die gesamte Energie

$$U+V = \int_0^l \left\{\frac{A}{2}\vartheta'^2 - P\cos\vartheta + Pr\sin\vartheta\cdot\vartheta'\right\} ds \qquad (7)$$

ein Minimum wird.

Ist ϑ gefunden, so bestimmen sich x und y als Funktionen von s eindeutig aus den Gleichungen

$$\frac{dx}{ds} = \cos\vartheta, \quad \frac{dy}{ds} = \sin\vartheta, \qquad (8)$$

wenn die Koordinaten des Punktes A bekannt sind.

§ 2. Kriterien für das Minimum.

Das Variationsproblem (7) ist von folgendem Typus: In der $s\vartheta$-Ebene soll die Kurve $\vartheta(s)$ gefunden werden, die den Punkt $s = s_1$, $\vartheta = \vartheta_1$ mit einem Punkte s_0, ϑ_0 der gegebenen Kurve $\varphi(s,\vartheta) = 0$ derart verbindet, daß das Integral

$$\int_{s_0}^{s_1} F(\vartheta', \vartheta, s)\,ds \qquad (a)$$

ein Minimum wird, wo F eine reguläre Funktion seiner Argumente bedeutet.

Dazu muß die Kurve $\vartheta = \vartheta(s)$ zuerst notwendig der Lagrangeschen Differentialgleichung

$$L(\vartheta'', \vartheta', \vartheta) = \frac{d}{ds}\frac{\partial F}{\partial \vartheta'} - \frac{\partial F}{\partial \vartheta} = 0 \qquad (b)$$

genügen und auf der Kurve $\varphi(s,\vartheta) = 0$ transversal stehen, d. h. es muß auf $\varphi = 0$ die Gleichung

$$G(\vartheta', \vartheta) = \frac{\partial \varphi}{\partial s} : \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} - \left(F - \vartheta'\frac{\partial F}{\partial \vartheta'}\right) : \frac{\partial F}{\partial \vartheta'} = 0 \qquad (c)$$

erfüllt sein.

Damit nun die Lösung $\vartheta(s)$ von (b), die für $s = s_1$ den Wert ϑ_1 hat und auf $\varphi = 0$ der Bedingung (c) genügt, das Integral (a) wirklich zum starken Minimum macht, sind folgende beiden Bedingungen hinreichend [1]):

1. Die Weierstraßsche E-Funktion

$$E(\vartheta', p, \vartheta, s) = F(\vartheta', \vartheta, s) - F(p, \vartheta, s) - (\vartheta' - p)\frac{\partial F(p, \vartheta, s)}{\partial p} \qquad (d)$$

ist positiv definit in allen Variablen $\vartheta', p, \vartheta, s$.

2. Diejenige, bis auf einen konstanten Faktor bestimmte Lösung $\eta(s)$ der Jacobischen linearen Differentialgleichung

$$\frac{\partial L}{\partial \vartheta''}\eta'' + \frac{\partial L}{\partial \vartheta'}\eta' + \frac{\partial L}{\partial \vartheta}\eta = 0, \qquad (e)$$

die für $s = s_0$ der Randbedingung

$$\frac{\partial G}{\partial \vartheta'}\eta' + \frac{\partial G}{\partial \vartheta}\eta = 0 \qquad (f)$$

genügt, geht im Intervall (s_0, s_1) nicht durch Null. An der ersten auf s_0 folgenden Nullstelle von η hört das Minimum auf.

§ 3. Die Knickformeln.

Diese Kriterien wenden wir auf das Variationsproblem (7) an. Hier ist

$$F = \frac{A}{2}\vartheta'^2 - P\cos\vartheta + Pr\sin\vartheta\cdot\vartheta'; \qquad (9)$$

der Punkt $s_1 = l$, $\vartheta_1 = \Theta$ ist mit der geraden Linie $s = 0$ zu verbinden, d. h. es ist

$$\varphi(s,\vartheta) = s. \qquad (10)$$

Die Differentialgleichung (b) lautet hier:

$$L(\vartheta'', \vartheta', \vartheta) = A\vartheta'' - P\sin\vartheta = 0, \qquad (11)$$

und ihre Integrale liefern bekanntlich zusammen mit (8) die ebenen elastischen Linien; auf deren allgemeine Diskussion gehen wir nicht ein.

Die Randbedingung (c) fordert bei Berücksichtigung von (10), daß für $s = 0$

$$G(\vartheta_0', \vartheta_0) = \frac{\partial F}{\partial \vartheta'} = A\vartheta_0' + Pr\sin\vartheta_0 = 0 \qquad (12)$$

ist.

Die E-Funktion (d) wird hier

$$E(\vartheta', p, \vartheta, s) = \frac{A}{2}(\vartheta' - p)^2, \qquad (13)$$

ist also stets positiv definit; das Minimum ist demnach stark, und das bedeutet, daß die

1) Diese sind keineswegs die allgemeinsten, aber für den hier zu behandelnden Fall völlig ausreichend.

elastische Linie einen kleineren Energiewert liefert als alle andern Kurven, bei denen nicht nur die Richtung ϑ, sondern auch die Krümmung ϑ' beliebig variiert ist.

Es kommt also nur auf das Jacobische Kriterium an.

Wir wollen nun bloß die Stabilität der geradlinigen Gleichgewichtsfiguren untersuchen, bei denen also ϑ konstant ist. Aus (11) ergeben sich für ϑ die beiden Werte

$$\vartheta = 0, \quad \vartheta = \pi. \tag{14}$$

Gemäß unserer Rechnung des Winkels ϑ entspricht dem Werte

Fall A: $\vartheta = 0$ der vertikal nach unten eingeklemmte Draht,

Fall B: $\vartheta = \pi$ der vertikal nach oben eingeklemmte Draht.

Setzen wir zur Abkürzung

$$\sqrt{\frac{P}{A}} = p, \tag{15}$$

so wird die Jacobische Gleichung (e):

$$\eta'' - p^2 \cos\vartheta \cdot \eta = 0, \tag{16}$$

und die Randbedingung (f) liefert für $s = 0$:

$$\eta_0' + p^2 r \cos\vartheta \cdot \eta_0 = 0. \tag{17}$$

Jetzt sind die beiden Fälle (A), (B) zu unterscheiden (Fig. 3 und 4).

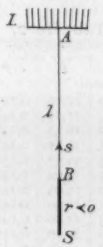


Fig. 3.

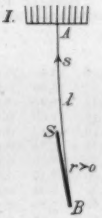


Fig. 4.

Fall A. Für $\vartheta = 0$ wird (16):

$$\eta'' - p^2 \cdot \eta = 0, \tag{18}$$

und (17):

$$\eta_0' + p^2 r \cdot \eta_0 = 0. \tag{19}$$

Das allgemeine Integral von (18) ist

$$\eta = \alpha e^{ps} + \beta e^{-ps},$$

und die Randbedingung (19) für $s = 0$ liefert zwischen α, β die Relation:

$$\beta = \alpha \frac{1 + pr}{1 - pr}.$$

Daher wird

$$\eta = \alpha \left\{ e^{ps} + \frac{1 + pr}{1 - pr} e^{-ps} \right\}.$$

Für die Wurzel l der Gleichung $\eta = 0$ ergibt sich die Gleichung

$$e^{2pl} = \frac{pr + 1}{pr - 1}. \tag{20}$$

Hieraus liest man folgende Ergebnisse ab: Ist $pr < 1$, so gibt es keine positive reelle Wurzel l. In diesem Falle ist also jede Länge des vertikal nach unten eingeklemmten Drahtes stabil. Speziell hat das statt im Falle I, wenn $r < 0$ ist, wo der Schwerpunkt S jenseits, d. h. unter der Befestigungsstelle B fällt (Fig. 3); aber auch im Falle II, wenn S diesseits, d. h. oberhalb von B fällt (Fig. 4), ist der Draht für alle Längen l stabil, solange

$$r < \frac{1}{p} = \sqrt{\frac{A}{P}} \tag{21}$$

ist.

Wird aber dieser Wert überschritten, so hört die Stabilität bei der Drahtlänge

$$pl = \frac{1}{2} \log \frac{pr + 1}{pr - 1} \tag{22}$$

auf. Das ist die erste der Knickformeln; sie ist, soweit ich sehe, in der Literatur noch nicht angegeben.

Fall B. Für $\vartheta = \pi$ wird (16):

$$\eta'' + p^2 \eta = 0, \tag{23}$$

und (17):

$$\eta_0' + p^2 r \cdot \eta_0 = 0. \tag{24}$$

Die allgemeine Lösung von (23) ist:

$$\eta = \alpha \cos ps + \beta \sin ps,$$

und (24) liefert für $s = 0$ die Relation:

$$\beta = \alpha \cdot pr.$$

Daher wird:

$$\eta = \alpha \{\cos ps + pr \sin ps\}.$$

Die Gleichung $\eta = 0$ lautet also:

$$\operatorname{tg} ps = -\frac{1}{pr}, \tag{25}$$

und zwar ist die auf den Wert $s = 0$ folgende Wurzel

$$pl = \operatorname{arc\,tg} \frac{-1}{pr} \tag{26}$$

der Gleichung zu nehmen; sie liegt zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$ bezw. zwischen $\frac{\pi}{2}$ und π, je nachdem $r < 0$ oder > 0 ist. Will man dies evident machen, so rechnet man für diese beiden Fälle I, II den Ausdruck (26) leicht in die folgenden um:

$$\left.\begin{aligned} &\text{I. } r < 0\text{: } lp = \frac{\pi}{2} - \operatorname{arc\,cos} \sqrt{\frac{1}{1 + p^2 r^2}}, \\ &\text{II. } r > 0\text{: } lp = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arc\,cos} \sqrt{\frac{1}{1 + p^2 r^2}}, \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

wobei unter arc cos der zwischen 0 und $\frac{\pi}{2}$ ge-

legene Wert dieser Funktion zu verstehen ist.

Diese beiden Knickformeln habe ich in meiner Dissertation S. 59 angegeben. Sie liefern die Knicklängen eines vertikal nach oben eingeklemmten Drahtes; die Formel (27) I gilt, wenn der Schwerpunkt S jenseits, d. h. über der Befestigungsstelle B liegt (Fig. 1); die Formel (27) II gilt, wenn S diesseits, d. h. unter B liegt (Fig. 2). Die erstere Knicklänge ist naturgemäß geringer als die zweite.

Fällt der Schwerpunkt S in die Befestigungsstelle B, so ist $r=0$ und (26) oder (27) gehen über in:

$$lp = \frac{\pi}{2}, \quad l = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{A}{P}}. \qquad (28)$$

Das ist die bekannte Eulersche Knickformel.

§ 4. Messungen.

Um zu sehen, wie weit die der Theorie zu Grunde liegenden Vernachlässigungen, nämlich die Annahme unendlich dünnen Querschnitts und der Gewichtslosigkeit des Drahtes, ein Bild

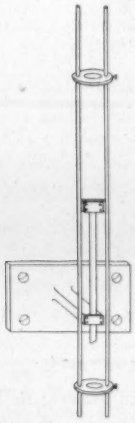


Fig. 5.

der Wirklichkeit geben, habe ich die beiden Knickformeln (22) und (27) durch Experimente geprüft.

Dazu diente ein Stahlband von 24 cm Länge, 1,329 cm Breite und 0,0436 cm mittlerer Dicke, welches unbelastet genügend geradlinig und auch einigermaßen homogen war. Der belastende starre Körper (vergl. Fig. 5) bestand in zwei 81 cm langen zylindrischen Messingstangen von 0,5 cm Durchmesser, welche in der Mitte durch ein ebenes 2 cm hohes, 0,2 cm dickes Verbindungsstück in 4,5 cm Abstand voneinander gehalten wurden; an diesem Verbindungsstück befand sich die Vorrichtung zur Befestigung des Stahlbandes, das durch eine Messingplatte mittelst vier Schrauben angeklemmt wurde. Das andere Ende des Stahlbandes wurde in ähnlicher Weise an einem starken Gestell befestigt. Auf den beiden Messingstangen waren zwei Messingringe von 5,8 cm äußerem, 3,2 cm innerem Durchmesser und 0,35 cm Dicke verschiebbar, deren Stellung an einer Skala auf einer der Stangen abgelesen werden konnte; sie ermöglichten eine Verschiebung des Schwerpunktes von etwa 10 cm nach beiden Seiten der Befestigungsstelle. Das Gewicht des gesamten belastenden Körpers von etwa 400 g war genügend groß, um eine Vernachlässigung des Gewichts des Stahlbandes erlaubt erscheinen zu lassen. Die Messungen geschahen in der Weise, daß für eine bestimmte Länge des Stahlbandes die Stellung der beiden Ringe gesucht wurde, wo die geradlinige Form labil zu werden begann. Der Schwerpunkt wurde dann nachträglich für diese Stellung der Ringe durch Auflegen auf eine Schneide bestimmt.

Die Resultate sind in den Tabellen 1 und 2 sowie den Kurventafeln 1 und 2 enthalten. Die Einheit für r und l ist 1 cm, demgemäß die für p 1 cm^{-1}.

Tabelle 1.

r	l	p
7,20	13,52	0,1442
7,25	13,00	0,1435
7,35	12,20	0,1440
7,45	11,08	0,1453
7,50	10,13	0,1462
7,75	9,64	0,1463
8,05	8,78	0,1458
8,10	8,50	0,1464
8,30	8,04	0,1465
8,80	7,20	0,1461
9,10	6,58	0,1475
9,80	5,80	0,1479
10,95	5,01	0,1467

Tabelle 2.

r	l	p
11,20	17,60	0,1475
9,85	17,14	0,1482
8,10	16,58	0,1480
6,35	15,77	0,1477
5,25	14,97	0,1500
3,70	14,04	0,1503
2,60	13,05	0,1493
1,35	12,00	0,1475
0,35	11,10	0,1461
−0,60	10,10	0,1465
−1,50	9,10	0,1480
−2,75	8,02	0,1485
−4,00	7,20	0,1465
−5,10	6,40	0,1465
−6,15	5,60	0,1445
−7,40	5,05	0,1475
−8,50	4,54	0,1478
−9,70	4,05	0,1480

Zum Vergleiche mit der Theorie wurden in die Tafeln die Kurven (22) und (27) für den Wert $p=0,1$ eingetragen. Zieht man nun vom Nullpunkte 0 durch einen der gemessenen Punkte α eine gerade Linie bis zum Schnittpunkte β mit der Kurve $p = 0,1$, so muß das Teilverhältnis $\frac{0\beta}{0\alpha}$ für alle gemessenen Punkte konstant gleich dem 10fachen des zugehörigen Wertes p sein. Die auf diese Weise graphisch bestimmten p-Werte sind in der dritten Reihe

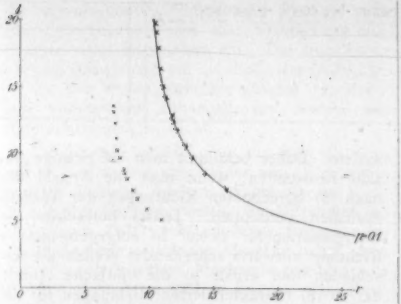


Fig. 6.

der Tabellen 1, 2 enthalten. Sie sind bis auf 1,5 Proz. konstant. Ihr Mittelwert ist

$$p = 0{,}1469 \text{ cm}^{-1}.$$

Um die Übereinstimmung zu veranschaulichen, sind darauf die Strecken $o\alpha$ im Verhältnis $10p = 1{,}469$ vergrößert worden; die Endpunkte liegen mit guter Annäherung auf der theoretischen Kurve $p = 0{,}1$.

Aus dem Werte von p und dem Gewichte $P = 398{,}5$ g ergibt sich die Biegungsfestigkeit des Stahlbandes

$$A = \frac{P}{p^2} = 18460 \text{ g cm}^2.$$

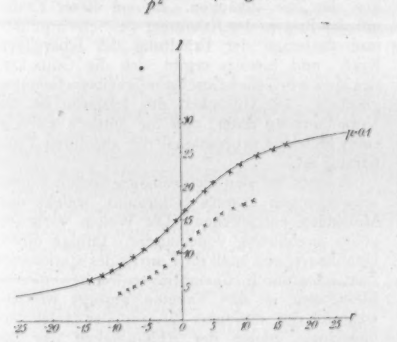


Fig. 7.

Der Youngsche Modul E berechnet sich hieraus nach der Formel[1]):

Eine direkte Messung von E durch Beobachtung der Dehnung, die eine gegebene Belastung an dem Stahlband hervorbringt, wurde an einer Festigkeitsmaschine des Göttinger Instituts für angewandte Mechanik ausgeführt und lieferte den Wert

$$E = 20450 \text{ kg mm}^{-2},$$

der höchstens bis 2 Proz. genau ist. Die Übereinstimmung ist also durchaus befriedigend. Der aus den Stabilitätsversuchen gefundene Wert von E kann als der genauere angesehen werden.

$$E = \frac{12A}{a^3 b},$$

wo a die Dicke, b die Breite des Stahlbandes sind. Man findet:

$$E = 2007 \cdot 10^6 \text{ g cm}^{-2},$$
$$= 20070 \text{ kg mm}^{-2},$$

Die mittlere Dicke $a = 0{,}0436$ cm wurde dabei durch Bestimmung des spezifischen Gewichts und Wägung ermittelt, die Breite $b = 1{,}329$ cm mit Hilfe einer Mikrometerschraube.

Eine direkte Messung von E durch Beobachtung der Dehnung, die eine gegebene Belastung an dem Stahlband hervorbringt, wurde an einer Festigkeitsmaschine des Göttinger Instituts für angewandte Mechanik ausgeführt und lieferte den Wert

$$E = 20450 \text{ kg mm}^{-2},$$

der höchstens bis 2 Proz. genau ist. Die Übereinstimmung ist also durchaus befriedigend. Der aus den Stabilitätsversuchen gefundene Wert von E kann als der genauere angesehen werden.

Göttingen, Mai 1909.

(Eingegangen 4. Mai 1909.)

1) Vgl. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 9. Aufl., § 54, S. 204.

Über das Plancksche Strahlungsgesetz[1]).

Von J. Weiß.

1. Zunächst möge die Beziehung des von Jeans benutzten Formelsystems (Planck, Theorie der Wärmestrahlung, Formel 264) zu den von mir betrachteten ebenen Wellen dargelegt werden.

Eine Ebene, parallel der X'-Achse fortschreitende elektromagnetische Welle wird dargestellt durch

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_x' &= 0 \\ \mathfrak{E}_y' &= 0 \\ \mathfrak{E}_z' &= C \cdot \cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x'}{c}\right) - \Theta\right] \\ \mathfrak{H}_x' &= 0 \\ \mathfrak{H}_y' &= -C\cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{x'}{c}\right) - \Theta\right] \\ \mathfrak{H}_z' &= 0 \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Das orthogonale Koordinatensystem $X'Y'Z'$ sei mit dem orthogonalen System XYZ verbunden durch die Transformationsgleichungen

$$\left.\begin{aligned} x' &= x\cos\alpha_1 + y\cos\beta_1 + z\cos\gamma_1 \\ y' &= x\cos\alpha_2 + y\cos\beta_2 + z\cos\gamma_2 \\ z' &= x\cos\alpha_3 + y\cos\beta_3 + z\cos\gamma_3 \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

1) Zu meiner Mitteilung, diese Zeitschr. 10, 193, 1909.

Dann ist

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{E}_x &= C\cos a_3\cdot\cos\left[2\pi\nu\left(t-\frac{x\cos a_1+y\cos\beta_1+z\cos\gamma_1}{c}\right)-\Theta\right]\\
\mathfrak{E}_y &= C\cos\beta_3\ \cos[\ \ ]\\
\mathfrak{E}_z &= C\cos\gamma_3\ \cos[\ \ ]\\
\mathfrak{H}_x &= -C\cos a_2\ \cos[\ \ ]\\
\mathfrak{H}_y &= -C\cos\beta_2\ \cos[\ \ ]\\
\mathfrak{H}_z &= -C\cos\gamma_2\ \cos[\ \ ]
\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

In den eckigen Klammern steht jeweils derselbe Ausdruck.

Unter Anwendung der Formeln für $\sin(\alpha+\beta)$ und $\cos(\alpha+\beta)$ findet man, wenn man

$$\left.\begin{aligned}
\frac{2\pi\nu x\cos a_1}{c} &= a\\
\frac{2\pi\nu y\cos\beta_1}{c} &= b\\
\frac{2\pi\nu z\cos\gamma_1}{c} &= c
\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

setzt,

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{E}_x = C\cos a_3\,[\{&\cos\Theta\cos 2\pi\nu t+\\
&+\sin\Theta\sin 2\pi\nu t\}\{\cos a\cdot\cos b\cdot\cos c+\\
&+\sin a\sin b\cos c-\sin a\cdot\cos b\cdot\sin c-\\
&\qquad-\cos a\cdot\sin b\sin c\}+\\
&+\{\cos\Theta\sin 2\pi\nu t-\sin\Theta\cos 2\pi\nu t\}\\
&\qquad\{\sin a\cdot\cos b\cdot\cos c+\\
&+\cos a\sin b\cdot\cos c+\\
&+\cos a\cdot\cos b\cdot\sin c-\sin a\cdot\sin b\cdot\sin c\}]\\
\mathfrak{E}_y = C\cos\beta_3\ &[\ \ ]\\
\mathfrak{E}_z = C\cdot\cos\gamma_3\ &[\ \ ]\\
\mathfrak{H}_x = -C\cos a_2\ &[\ \ ]\\
\mathfrak{H}_y = -C\cos\beta_2\ &[\ \ ]\\
\mathfrak{H}_z = -C\cos\gamma_2\ &[\ \ ]
\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Bei Jeans ist

$$\left.\begin{aligned}
c_1 &= C\cos a_3\cos\Theta & c_1' &= C\cos a_3\sin\Theta\\
c_2 &= C\cos\beta_3\cos\Theta & c_2' &= C\cos\beta_3\sin\Theta\\
c_3 &= C\cos\gamma_3\cos\Theta & c_3' &= C\cos\gamma_3\sin\Theta\\
h_1 &= C\cos a_2\cos\Theta & h_1' &= C\cos a_2\sin\Theta\\
h_2 &= C\cos\beta_2\cos\Theta & h_2' &= C\cos\beta_2\sin\Theta\\
h_3 &= C\cos\gamma_2\cos\Theta & h_3' &= C\cos\gamma_2\sin\Theta
\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

ferner

$$\left.\begin{aligned}
\frac{a}{l} &= \frac{2\nu\cos a_1}{c}; \qquad \frac{b}{l} = \frac{2\nu\cos\beta_1}{c};\\
\frac{c}{l} &= \frac{2\nu\cos\gamma_2}{c},
\end{aligned}\right\} \quad (7)$$

so daß natürlich gelten muß

$$\frac{c^2}{4l^2\nu^2}(a^2+b^2+c^2) = 1! \quad (8)$$

Die Beschränkung auf ganze positive a b c sowie auf die von Jeans benutzten Glieder folgt aus den Grenzbedingungen. In dem Würfelraum haben wir nämlich wegen der Grenzbedingungen zu jeder ebenen Welle eine andere, welche in der entgegengesetzten Richtung vorwärts schreitet, so daß stehende Schwingungen erfolgen. Das Jeanssche Formelsystem gibt diese beiden Wellen. Die Wellenebene derselben ist dieselbe und die beiden Energieparameter der einen Welle sind die gleichen wie die der andern. Daher bekommt man die richtige Anzahl Konstanten, wenn man die Anzahl der nach (8) berechneten Richtungen der Wellennormalen verdoppelt. Jeans betrachtet die Energieparameter zweier in entgegengesetzter Richtung vorwärts schreitender Wellen als verschieden und erhält so die vierfache Anzahl der in (8) charakterisierten Richtungen für die Zahl der unabhängigen Variabeln.

Man wird sich auch sagen, daß schon die ungestrichene Reihe der Klammerausdrücke in (264) eine allgemeine Lösung der Maxwellschen Gleichungen ist, zu der man noch beliebig viele Lösungen mit gleichen a b c hinzufügen könnte, ohne daß dadurch die Zahl der unabhängigen Parameter wachsen dürfte. Die Jeanssche Betrachtung führt zur Formel

$$u_\nu = \frac{16\pi\nu^2}{c^3}H,$$

welche bekanntlich unrichtig ist.

2. Im § 4 werden Moleküle mit Wellen verglichen. Zwischen Gasmolekülen nimmt man Kräfte an, die allein von der Entfernung, nicht von der Zeit abhängen. Infolge dieser Kräfte gilt das Prinzip der Erhaltung des Schwerpunkts und dasjenige der Erhaltung der lebendigen Kraft, und hieraus ergibt sich die Gültigkeit des Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetzes. Die Gültigkeit des letzteren ist die Voraussetzung dafür, daß die mittlere Energie eines Moleküls proportional der absoluten Temperatur ist.

Anders bei den elektromagnetischen Eigenschwingungen unseres Hohlraums, welche den Molekülen entsprechen. Die Wellen verlaufen völlig unabhängig voneinander. Infolge dieser Unabhängigkeit muß für Eintritt des stationären Zustandes durch Hineinbringen frei beweglicher Elektronen in das Vakuum gesorgt werden, während der stationäre Zustand der Molekularbewegung infolge der Abhängigkeit der Bewegungen der Moleküle voneinander von selbst eintritt. Nach Eintritt des stationären Zustandes der Hohlraumstrahlung denken wir uns die Elektronen wieder entfernt, so daß wir die Strahlung aus Eigenschwingungen zusammensetzen können.

Die Unabhängigkeit der einzelnen ebenen Wellen voneinander besagt nun nicht, daß jeder Parameter in jedem Moment gerade die Energie besitzt, die er haben würde, wenn seine Welle allein vorhanden wäre. Infolge der Interferenz

der verschiedenen Wellen tritt nämlich bald eine Schwächung, bald eine Verstärkung der Energie eines Parameters ein. Die Interferenz bewirkt das gleiche wie die Stöße der Moleküle; nur ist der Verlauf der Bewegungen der Moleküle voneinander abhängig, der Verlauf der Eigenschwingungen nicht.

Um allen Schwierigkeiten aus dem Wege zu gehen, wollen wir uns wieder freie Elektronen in dem Vakuum denken. Dann ist das Verhältnis der Energie, welche im Mittel auf die Elektronen fällt, zur mittleren Energie der Strahlung im stationären Zustand nach dem Satz der statistischen Mechanik konstant; die Abhängigkeit der mittleren Energie eines Parameters der Elektronenbewegung von der Temperatur muß also dieselbe sein wie diejenige eines Parameters des Strahlungsvorgangs. Zwischen den sich bewegenden Elektronen bestehen aber nicht konservative Kräfte, sondern die Kräfte breiten sich mit der endlichen Lichtgeschwindigkeit aus. Konservative Kräfte führen zum Maxwellschen Verteilungsgesetz; umgekehrt ist die Gültigkeit des Maxwellschen Gesetzes ein Beweis für das Bestehen von Kräften, die nur von den Entfernungen abhängen. Daraus wäre zu schließen, daß für die Elektronenbewegung das Maxwellsche Verteilungsgesetz nicht gilt, und daraus folgt weiter, daß die mittlere Energie eines Parameters der Elektronenbewegung nicht proportional der Temperatur sein wird. Dasselbe muß nach dem Vorigen für die mittlere Energie eines Parameters der Strahlung gelten.

Die Unabhängigkeit der einzelnen elektromagnetischen stehenden Wellen voneinander, resp. das Fehlen eines Verteilungsgesetzes, ist der Grund, warum W viel größer ist als im Falle der Gastheorie. Es sind viel extremere Fälle der Energieverteilung möglich. So könnte bei Gasmolekülen im stationären Zustand niemals der bei Elektronen mögliche Fall eintreten, daß die gesamte Energie sich auf einen Parameter vereinigt. Darum ist der Mittelwert des Quadrates der Energieschwankung für Elektronen resp. für die Parameter der Strahlung größer als für Moleküle (vgl. die Einsteinsche Arbeit im nämlichen Heft dieser Zeitschr. [10, 185, 1909]). Die Formel $\bar{E}_\nu = \frac{RT}{N}$ aber hat mit elektromagnetischen Vorgängen nichts zu tun, weil sie mit der theoretischen Grundlage unvereinbar ist.

Die Gültigkeit der Formel $\bar{E}_\nu = \frac{RT}{N}$ für bewegte Elektronen wäre erwiesen, wenn sich zeigen ließe, daß die Wechselwirkungen zwischen den Molekülen und Elektronen, sowie zwischen den Elektronen untereinander von der Art der Einwirkungen der Moleküle aufeinander wären. Aber für Elektronen gibt es gar kein bestimmtes Stoßgesetz; man könnte höchstens von einem im Mittel befolgten sprechen. Dies dürfte wohl mit ein Grund sein, warum eine von Lorentz angestellte Betrachtung, worin die Elektronenstöße einfach den Molekülstößen nachgebildet werden, nicht zum Ziel führt. (Thomson, Korpuskulartheorie der Materie, S. 90.)

Übrigens kann ein Planckscher Oszillator als Repräsentant einer unabhängigen Variabeln des Strahlungsvorganges angesehen werden.

Trotzdem die Wellen den Maxwellschen Gleichungen unterworfen sind, unterliegen doch die unabhängigen Parameter derselben keinem Verteilungsgesetz. Dies lehrt schon das Vorhergehende. Gilt das Maxwellsche Gesetz, und kennt man die Gesamtzahl der Moleküle, so kann man berechnen, wie sich die Moleküle auf die verschiedenen Geschwindigkeitsgebiete verteilen, wenn man die Anzahl der Moleküle kennt, die auf ein bestimmtes Geschwindigkeitsgebiet entfällt. Durch letztere Angabe ist nämlich die Konstante k des Maxwellschen Gesetzes bestimmt. Der Konstanten k, durch welche die mittlere Energie gegeben wird, entspricht bei den Wellen die Amplitude. Bei letzteren ist aber, wenn in einem Moment die Zahl der Parameter bestimmter Energie gegeben ist, noch nicht die Amplitude der Wellen und daher auch nicht die Verteilung aller anderen Parameter auf die möglichen Energiegebiete gegeben. Die Maxwellschen Gleichungen sind einem Verteilungsgesetz nicht gleichwertig.

Soviel ist sicher: Benutzt man die Formel $H = kT$, so gelangt man nicht zur Planckschen Strahlungsformel; nimmt man dagegen

$$H = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1},$$

so führt die Gleichung $u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} H$ bei Benutzung des Wienschen Verschiebungsgesetzes zum Ziel; ein Beweis, daß die erstere Beziehung zwischen mittlerer Energie eines Parameters und Temperatur in der Elektrodynamik fallen gelassen werden muß.

Dann aber wird man auch bezweifeln, ob die bisherige Übertragung gastheoretischer Betrachtungen auf die Elektrizitätsleitung in Metallen gestattet ist, insbesondere die Anwendung der Formel

$$E = \frac{RT}{N}.$$

Der Hinweis hierauf war der Hauptzweck meiner Mitteilung.

3. Die Betrachtung, welche die Identität

des Zahlwertes der Masse des Elektrons mit dem Zahlwert des Wirkungselementes begründen soll, ist nicht korrekt. Sie geht von „In der Formel" bis „auffallendes Zusammentreffen". Ob das Zusammentreffen zufällig ist, muß die Zukunft lehren.

Freiburg i. Br., 30. März 1909.

(Eingegangen 2. April 1909.)

REFERATE.

Bericht über die Ausstellung der Société française de Physique.

Von M. Moulin und J. Saphores.

Die Jahresausstellung der Société française de Physique fand am 15. und 16. April in Paris statt.

Von den vorgeführten Apparaten und Experimenten werden wir in diesem Bericht nur die erwähnen, die irgend etwas charakteristisch Neues boten.

In Anbetracht der großen Anzahl auf der Ausstellung vertreten gewesenen Apparate, die sich auf die Elektrizität bezogen, haben wir geglaubt, die Elektrizität von den übrigen Zweigen der Physik trennen zu sollen.

I. Elektrizität.

A. Meßapparate.

Die sehr zahlreich vertretenen Amperemeter und Voltmeter unterscheiden sich durch keine wichtigen Modifikationen von den im vorigen Jahre ausgestellt gewesenen. Von dieser Klasse von Apparaten wollen wir nur die wasserdichten Amperemeter und Voltmeter erwähnen, die von Carpentier für die Marine und für Fabriken gebaut werden; ferner ein Milliamperemeter für Wechselstrom von Chauvin et Arnoux, das auf demselben Prinzip beruht wie der Duddell-Férysche Umformer, aber vier thermoelektrische Lötstellen einführt, deren jede von einer Heizspirale umgeben ist; weiter ein thermisches Amperemeter für Hochfrequenzströme mit mehreren Empfindlichkeitsstufen, nach Broca von Gaiffe gebaut; schließlich ein absolutes Elektrodynamometer von Pellat-Carpentier von sehr großen Abmessungen.

Eine ganze Anzahl von Konstruktionen zeigen Anordnungen von Nebenschlüssen für Amperemeter, die gestatten, durch einfache Verschiebung eines Schlittens rasch von einer Empfindlichkeit zu einer andern überzugehen. Wir nennen die Anordnungen von Siemens & Halske und von Carpentier. Die letztgenannte Anordnung ist für vier Empfindlichkeiten verwendbar, und es ist bei ihr der Einfluß der Kontaktwiderstände im Nebenschluß vermieden; sie beruht auf dem Prinzip des Universalnebenschlusses.

Von Wattmetern ist zu nennen: das Wattmeter von Drysdale, das eine große Anzahl von Kombinationsmöglichkeiten zwischen den verschiedenen Stromkreisen bietet und dadurch unter den verschiedenartigsten Verhältnissen verwendbar wird.

Chauvin et Arnoux bauen ein kleines aperiodisches Wattmeter für Glühlampen.

Die Firma Carpentier stellte einen Frequenzmesser aus, dessen Prinzip mit dem der Differential-Ohmmeter mit unsymmetrischem Felde identisch ist. Das Erregerfeld wird durch den Wechselstrom selbst erzeugt, und die Spulen sind mit den Enden eines Nebenschlusses verbunden, durch den der Erregerstrom fließt, und zwar die eine Spule unter Zwischenschaltung eines Widerstandes, die andere unter Zwischenschaltung einer Selbstinduktion.

Von den Apparaten zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften der Metalle nennen wir eine Anwendung des Rheographen von Abraham auf die Konstruktion eines mit Wechselstrom betriebenen Projektionshysteresigraphen.

Drysdale stellte eine ganze Reihe seiner geistreichen Apparate aus, die er im Philosophical Magazine und in der Physical Society of London ausführlich beschrieben hat. Sein „Plug-Permeameter", das von der Firma Ducretet gebaut wird, ist mit einem direkt in Gauß geeichten Fluxmeter nach Grassot kombiniert worden. Bei dieser Gelegenheit wollen wir erwähnen, daß die Compagnie des Compteurs im Laufe dieses Jahres an der Konstruktion dieses Fluxmeters insofern eine bedeutende Verbesserung angebracht hat, als sie das bereits sehr schwache Kräftepaar der Aufhängung noch bedeutend verringert hat.

Die Société Centrale des Produits Chimiques stellte den Apparat von Chéneveau und Laborde zur Messung der Radioaktivität von Quellen aus und Thurneyßen den Apparat von Danne. Die Société Centrale zeigte weiter einen Apparat von Debierne zur Messung der γ-Strahlen.

B. Verschiedene Apparate und Zubehörteile.

Neben den Meßapparaten waren die sonstigen elektrischen Apparate so überaus zahlreich, daß

wir nur mit Rücksicht auf den Namen ihrer Hersteller die hauptsächlichsten unter ihnen erwähnen wollen.

Compagnie des Compteurs: Wattmeter-Relais für Wechselstrom. Dieser Apparat betätigt eine Ausschalterspule, wenn die zugeführte Energie einen gewissen Wert überschreitet oder das Zeichen wechselt.

Carpentier: Elektromagnetischer Kompaß nach Dunoyer. Dieser Apparat ist so abgeändert worden, daß seine vollkommene Wasserfestigkeit gewährleistet wird; außerdem hat er im einzelnen verschiedene Verbesserungen erfahren.

Ducretet: Radiogoniometer nach Bellini-Tosi. Dieser Apparat kann beim Gebrauch in der gerichteten drahtlosen Telegraphie die größten Dienste leisten, da er in jedem Augenblick die Richtung der Geberstation genau zu bestimmen gestattet.

Gaiffe: Quecksilbergleichrichter nach Cooper Hewitt. Dieses Umformungsverfahren ist besonders bei sehr geringen Energien von Interesse, wo es viel höhere Nutzeffekte liefert als die Maschinen.

Grivolas: Isolierende Platten von sehr großen Abmessungen (1 m Seitenlänge) aus gehärtetem Holz (Ebenit). Dieser Stoff läßt sich leicht bearbeiten und ist nicht hygroskopisch. Seine Dichte beträgt 1,4.

Hartmann & Braun: 600kerzige Metallfaden-Glühlampe (Osramlampe).

Soulier: Elektrolytischer Unterbrecher. Dieser Unterbrecher vom Typus des Wehnelt-Unterbrechers besteht aus zwei Metallelektroden, einer Kupfer- und einer Bleielektrode, die in Wasser tauchen, das auf etwa ein Zehntel angesäuert ist. Das Kupfer ist negativ und das Blei positiv; infolgedessen ist die Abnutzung des Kupfers gering, und die Verwendung von Platin wird gänzlich vermieden.

II. Verschiedenes.

A. Meßapparate.

Die elektrischen Widerstandsthermometer waren sehr zahlreich vertreten. Wir nennen das von Richard. Es besteht aus einem Kupferdraht von $^5/_{100}$ mm Stärke, der in den Raum gebracht wird, dessen Temperatur man messen will, und mit einem in Graden geeichten Voltmeter verbunden ist. Dieser sehr empfindliche Apparat besitzt eine Reguliervorrichtung, welche gestattet, die Spannungsänderung der zur Messung verwendeten Batterie in einfacher Weise auszugleichen.

Poulenc baut einen Apparat zur Messung der Wärmewirkung der Gase nach Lemoult.

Chauvin et Arnoux stellten ein Photometer für Glühlampen mit doppelter Leuchtfläche aus, das durch einfachen Bau gekennzeichnet ist, ferner eine optische Bank, welche die Ausführung der Messung in einem hell erleuchteten Zimmer gestattet.

Wir nennen weiter: einen Niveauanzeiger mit Fernübertragung und einen Ausflußanzeiger von Richard. Bei dem letztgenannten Apparat gelangt das Wasser in einen Behälter, dessen Ausfluß so gestaltet ist, daß die Höhe, welche die Flüssigkeit einnimmt, der Ausflußmenge proportional ist. Ein Schwimmer verzeichnet das Niveau und folglich die Ausflußmenge.

Hartmann & Braun bauen eine empfindliche Torsionswage für die Wägung von Glühlampenfäden; Chauvin et Arnoux einen geistreichen Apparat, der auf einem analogen Prinzip beruht wie die Seismographen und zur Messung der Flugdauer von Aeroplanen bestimmt ist.

B. Sonstige Apparate und Zubehörteile.

Berlemont: Quecksilberluftpumpe nach Klein. Diese nach einem neuen Modell gebaute Pumpe nimmt sehr wenig Raum ein und erfordert keinerlei Handhabung von Hähnen; sie arbeitet mit Hilfe einer Wasserluftpumpe. Sie gestattet, in einem Behälter von 600 cm^3 Fassungsraum innerhalb fünf Minuten das Crookessche Vakuum herzustellen.

Georges Claude: Apparat zur Erzeugung von flüssiger Luft, flüssigem Sauerstoff und flüssigem Stickstoff. Mit diesem Apparat kann man mit Hilfe von 20 Pferdekräften nach Belieben in der Stunde 6 Liter flüssige Luft oder 2 Liter flüssigen reinen Sauerstoff oder 1 Liter flüssigen reinen Stickstoff zugleich mit 10 m^3 gasförmigem Sauerstoff und 2 m^3 gasförmigem Stickstoff von 99,8 Proz., 0,5 Liter Neon und 0,2 Liter Helium erhalten.

Malfitano stellte besondere Trichter zur Aufnahme der Kollodiumfilter aus, deren er sich zum Filtrieren der Kolloide bedient; ein Modell war zum Filtrieren von Wasser für Zwecke des Haushaltes eingerichtet.

Méker verwendet seine bekannten Brenner in einem Muffelofen, der eine Temperatur von 1600° liefern kann. Er stellte ferner Brenner für Generatorgas mit und ohne Gebläse aus, die bis zu 60 Kubikmeter Gas in der Stunde verbrauchen können, und deren Durchmesser dann 13 cm erreicht.

Richard zeigte einen besonderen blauen Schirm zur Betrachtung farbiger Photographien bei künstlichem Lichte, und einen chronophotographischen Registrierapparat, eine Art sehr langsam laufender Kinematograph, der den Polizeibeamten die Überwachung der Fabrikschornsteine gestattet: dieser Apparat liefert, beispielsweise alle halbe Stunde, ein Bild des Schornsteins, auf den er eingestellt wird.

Das wären die hauptsächlichsten der mehr oder minder häufig gebrauchten Apparate, die

in der Société de Physique ausgestellt waren. Wir haben die überaus zahlreichen elektrotherapeutischen Apparate, die aber, vom physikalischen Standpunkte betrachtet, nur ein beschränktes Interesse beanspruchen können, stillschweigend übergangen. Wir müssen jedoch eine rotierende Kontaktvorrichtung von Delon zur Gewinnung schneller Radiogramme erwähnen. Diese Vorrichtung lädt einen Kondensator und verwendet dazu die elektromotorische Kraft an den Enden des Sekundärkreises eines Transformators in dem Augenblick, wo sie ihren Höchstwert hat; sie entlädt dann den Kondensator durch die Röhre und durch einen Flüssigkeitswiderstand.

Wir wollen noch einige Demonstrationsapparate für Unterrichtszwecke von Réveillon und Besson nennen (Société Centrale des produits chimiques), sowie die zahlreichen Demonstrationsapparate von Chassagny zum Studium der Fallgesetze, der Induktionsgesetze usf. (Radiguet).

Schließlich blieben noch einige rein wissenschaftliche Experimente und Apparate zu erwähnen, die von ihren Erfindern selbst vorgeführt wurden. Der norwegische Physiker Victor Bjerknes zeigte eine ganze Anzahl von Apparaten zur Demonstration des Prinzips des kinetischen Stoßes.

C. Féry stellte die Apparate aus, die er vor kurzem zur Bestimmung der Konstante des Stefanschen Gesetzes benutzt hat; das Ergebnis seiner Untersuchungen war in einer der letzten Sitzungen der Gesellschaft vorgelegt worden.

Endlich hatte Lehmann im Laboratorium der Sorbonne eine große Zahl von Versuchen über flüssige Kristalle aufgebaut, als Ergänzung zu seinem glänzenden Vortrage.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. Mai 1909.)

Preisausschreiben.

Der Beirat für die Schulausstellungen bei den Deutschen Lehrerversammlungen veröffentlicht vier **Preisausschreiben**, zu denen der Verein Hamburger Landschullehrer und die Gesellschaft der Freunde des vaterländischen Schul- und Erziehungswesens in Hamburg Preise in der Höhe von je 100 M. gestiftet haben. Die Preisausschreiben betreffen 1. eine Sammlung physikalischer Apparate für den Unterricht an ein- und zweiklassigen Landschulen; 2. eine Verdunkelungs-Vorrichtung für Klassenzimmer; 3. eine Sammlung von Diapositiven, die das Leben eines Wirbeltieres der deutschen Tierwelt veranschaulicht und 4. eine Reihe von Karten, welche die wirtschafts-geographischen Verhältnisse Deutschlands (Industrie und landwirtschaftliche Verhältnisse, Handel und Verkehr) und deren Grundlagen bez. Bedingungen (Bodenschätze, Temperaturverhältnisse usw.) darstellen. — Die näheren Bedingungen für diese Preisausschreiben und weitere Mitteilungen sind durch die Geschäftsstelle des Beirates z. Z. das Schulmuseum des Sächsischen Lehrervereins in Dresden, Sedanstr. 19, zu erhalten.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Fr. Limmer für wissenschaftliche und angewandte Photographie, an der Universität Würzburg Dr. Fritz Schlotterbeck für Chemie.

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin Dr. Felix Ehrlich als a. o. Professor für landwirtschaftliche Technologie an die Universität Breslau.

Ernannt: Der Vorsteher der Abt. Gewitterstationen am Meteorologischen Institut in Potsdam Dr. R. Süring zum Leiter des Meteorologischen Observatoriums bei Potsdam, der Assistent am Marine-Observatorium zu Wilhelmshaven Dr. Br. Meyermann zum Direktor des Observatoriums des Kiautschaugebietes.

Verliehen: Dem ord. Professor der anorg. Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Hofrat Dr. W. Hempel der Titel und Rang als Geheimer Rat, dem ord. Professor der Mathematik an der Universität Leipzig Dr. Otto Hölder, dem o. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. J. Görges und dem o. Professor der technischen Mechanik ebenda Staatsrat Dr. M. Grübler der Titel und Rang als Geheimer Hofrat.

Gestorben: Der Professor der Physik an der Columbia-Universität in Newyork Frank Leo Tufts, der etatsmäßige Professor der Chemie an der tierärztlichen Hochschule und a. o. Professor der Chemie an der Universität Berlin Geh. Rat Dr. Adolf Pinner, der frühere Direktor der Deutschen Seewarte Wirklicher Geheimer Rat Professor Dr. Georg von Neumayer.

Gesuche.

Für unser **Laboratorium der Abteilung für drahtlose Telegraphie** suchen wir

mehrere jüngere Physiker,

welche schon auf elektrotechnischem Gebiet gearbeitet haben. Bevorzugt werden Herren mit speziellen Erfahrungen auf dem Gebiete der Hochfrequenztechnik.

Bewerbungsschreiben unter Beifügung von Zeugnisabschriften mit Angabe der Gehaltsansprüche usw. bitten wir an unsere Abteilung für drahtlose Telegraphie zu richten.

C. Lorenz Aktiengesellschaft,
Berlin S.O. 26.

Physiker oder Ingenieur

mit Kenntnissen auf dem Gebiete der schnellen elektrischen Schwingungen (drahtlose Telegraphie, besonders Telephonie) und experimentellen Fähigkeiten wird sofort zum Eintritt **gesucht.** Offerten mit Gehaltsansprüchen unter **S. H. ♯ 296** durch die Exped. dieser Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Friedrich Krüger in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.